
Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC

Design, Planning and Construction of a Third Recirculation with ERL-Mode for the S-DALINAC

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Michaela Arnold M.Sc. geborene Kleinmann aus Offenbach / Main

Tag der Einreichung: 21. November 2016, Tag der Prüfung: 21. Dezember 2016

Darmstadt 2017 — D 17

1. Gutachten: Professor Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Professor Dr. Joachim Enders



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
S-DALINAC

Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC
Design, Planning and Construction of a Third Recirculation with ERL-Mode for the S-DALINAC

Genehmigte Dissertation von Michaela Arnold M.Sc. geborene Kleinmann aus Offenbach / Main

1. Gutachten: Professor Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Professor Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 21. November 2016

Tag der Prüfung: 21. Dezember 2016

Darmstadt 2017 – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-61940

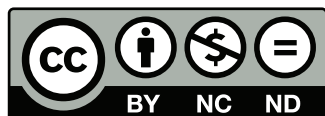
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/6194>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 21. November 2016

(Michaela Arnold)



Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Auslegung, Planung und der Aufbau einer dritten Rezirkulation am S-DALINAC behandelt, die zusätzlich die Möglichkeit eines ERL-Betriebs bietet. Ziel ist eine Erhöhung der im cw-Betrieb erreichbaren Endenergie durch die erneute Nutzung des Hauptbeschleunigers sowie die Fertigstellung des ersten ERLs in Deutschland.

Die größte Herausforderung war der Entwurf des Separationsdipols. Er musste strikten Randbedingungen an die magnetischen Eigenschaften genügen. Zusätzlich unterlag er geometrischen Einschränkungen aufgrund des zur Verfügung stehenden Platzes. In der vorliegenden Arbeit gelang es, nach einem langwierigen Entwurfsprozess eine sehr gute Auslegung zu finden, die anschließend gefertigt wurde. Die Simulationen zeigten, dass alle Strahlen der entsprechenden Energien in die jeweilige korrekte Bahn abgelenkt werden. Weiter konnte die simulierte, transversale Feldhomogenität in der Mitte des Jochs innerhalb der geforderten Spezifikationen (kleiner 10^{-3}) bestimmt werden. Im Falle der longitudinalen Feldhomogenität blieben fast alle Resultate unter $5 \cdot 10^{-3}$, lediglich die Austrittsseite von Strahl T zeigte Abweichungen von bis zu $1 \cdot 10^{-2}$. Auffallend war die vor allem auf der Austrittsseite des Dipolmagnets teils stark ausgeprägte Abhängigkeit des Kantenwinkels von der vertikalen Strahlposition. Dieses Verhalten wurde nach Untersuchungen der Strahldynamik als problemlos beherrschbar eingestuft. Die Integration der höheren Multipolanteile entlang der verschiedenen Strahlbahnen zeigte sehr gute Ergebnisse, da alle Summen unterhalb der geforderten 10^{-3} blieben. Für solch einen komplexen Dipolmagneten waren dies alles sehr gute Simulationsergebnisse, die auf eine reibungslose Verwendung im Betrieb vermuten lassen. Nach der Fertigung des Separations- und Rekombinationsdipols wurden beide vom Hersteller gemessen und charakterisiert. Die Messungen der transversalen Feldhomogenität blieben fast alle in den oben genannten Grenzen (kleiner 10^{-3}), lediglich der Strahl S zeigte mit Werten von bis zu $5 \cdot 10^{-3}$ leichte Abweichungen. Die gemessenen Werte der longitudinalen Feldhomogenität blieben ebenfalls fast alle unter den simulierten Werten (kleiner $5 \cdot 10^{-3}$). Der einzige Strahl mit schlechteren Ergebnissen (kleiner 10^{-2}) war Strahl F des Rekombinationsdipols. Dieser Unterschied wurde auf einen Fehler in der Fertigung dieses Dipolmagneten zurückgeführt und als nicht bedenklich eingestuft.

Der große Komplex an Strahldynamiksimulationen reichte von einer Betrachtung der grundlegenden Parameter jeder Rezirkulation und des vorderen Bereichs der Extraktionsstrahlführung bis hin zu dezidierten Untersuchungen spezieller Fragestellungen. Alle Strahleinhüllenden, dispersive Bahnen und betrachteten Akzeptanzen zeigten sehr gute Ergebnisse für einen erfolgreichen Betrieb. Es konnten erfolgreich lineare Skalierungsvorschriften der Quadrupolmagnete in den jeweils ersten Bögen der Rezirkulationen gefunden werden, die das nicht-isochrone Rezirkulieren ermöglichen. Zusätzlich zu den mit XBEAM durchgeführten Simulationen wurden die benötigten Justagetoleranzen für die Magnete mit *elegant* zu einer 1D-Positionsgenauigkeit von kleiner 0,5 mm und einer maximalen Rotation um eine einzelne Achse von $0,1^\circ$ berechnet. Die final erreichten Genauigkeiten bei der Justage bleiben deutlich unter den Anforderungen.

Abschließend lässt sich sagen, dass der Neuaufbau des S-DALINAC äußerst erfolgreich verlaufen ist. In jedem Fall wird diese Erweiterung einen neuen Energierekord für den S-DALINAC im cw-Betrieb bedeuten. Es ist ebenfalls erfolgreich gelungen, den S-DALINAC als einen betriebsbereiten ERL umzubauen. Die Strahlführung aller drei Rezirkulationen wurde in einen einsatzbereiten Zustand versetzt.



Abstract

This thesis focuses on the design, planning and construction of a third recirculation with an additional option of an ERL-operation. The project goals are an increase of the final energy in cw-operation by using the main linac an additional time as well as completing the first ERL in Germany.

Designing the separation dipole magnet was the biggest challenge of this project. It had to fulfill strict boundary conditions to the magnetic field distribution and challenging spatial constraints. After a demanding design process, the final version of the separation dipole was constructed. During the design, various simulations ensured the demanded quality. Particle tracking simulations of all energies through this dipole magnet showed that all beams have been bent precisely into their corresponding beamlines. Calculating the transverse homogeneity in the middle of the yoke showed very good results. All values stayed below the specified limit of 10^{-3} . Regarding the longitudinal homogeneity, nearly all results have been below $5 \cdot 10^{-3}$. Only the exit side of beam three showed deviations of up to $1 \cdot 10^{-2}$. During the simulations, a strong dependency of the edge angles with respect to the vertical position was discovered, especially the exit edge angle. Ensuring a reliable beamdynamics simulation, this dependency has been checked with XBEAM. The result showed that these effects are controllable in a simple manner. Integrating higher multipole components along the different orbits led to smaller results than the recommended 10^{-3} . All simulations showed very good results for such a complex dipole magnet. After manufacturing, the separation as well as the recombination dipole magnet have been measured and investigated with respect to all important parameters. The results for the transverse homogeneity of the magnetic field showed similar values in comparison to the theory. Nearly all beams stayed below 10^{-3} except for the second beam (S) with values smaller than $5 \cdot 10^{-3}$. In case of the longitudinal homogeneity nearly all beams remained below $5 \cdot 10^{-3}$. Only the result of beam one (F) (smaller $1 \cdot 10^{-2}$) diverged from this value. It is most likely that this difference resulted from an error during manufacturing of the recombination dipole magnet which should have no consequences during an operation of this dipole magnet.

Concerning the design of the lattice, many different beamdynamics simulations have been performed. The envelopes and dispersion curves of all three recirculations as well as of the first part of the extraction beamline showed good results. A calculation of the acceptance of the lattice proved that the beam can be transported without any losses. Changing between different non-isochronous settings or going back to isochronous mode, a linear scaling rule for all quadrupole magnets in the first arc of each recirculation with respect to the longitudinal dispersion has been formulated. In addition to the simulations done with XBEAM the necessary tolerances for aligning all lattice elements have been investigated with *elegant*. The accuracy of all 1D-positions have to be smaller than 0.5 mm with a maximum rotation about a single axis of 0.1° . All requirements have been fulfilled during the alignment process.

The upgrade of the S-DALINAC has been conducted very successfully. It will lead to the highest energy of a beam in cw-operation at the S-DALINAC so far. The extension of the S-DALINAC to a ready for operation ERL has been finished. The whole lattice of all three recirculations is ready for operation.



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. S-DALINAC	3
2.1. Funktionsweise	3
2.2. Betriebsmodi	5
2.3. Nomenklatur der Elementnamen	6
3. Theoretische Grundlagen	9
3.1. Magnete	9
3.1.1. Magnetische Multipole	10
3.1.2. Grundlagen zum Entwurf eines Magneten und Simulationsprogramm: CST Studio Suite	14
3.1.3. Verwendete Methoden zur Bestimmung der Magnetfeldqualität	15
3.1.4. Verschiedene Arten der Magnetfeldmessung	21
3.2. Strahldynamik	21
3.2.1. Allgemeine Konzepte	21
3.2.2. Bestimmung der Akzeptanz	26
3.2.3. Simulationsprogramme: XBEAM und <i>elegant</i>	26
3.3. Energy-Recovery-Linac	27
4. Auslegung und Vermessung der Strahlführungsmagnete	29
4.1. Strahlenergiebereiche und möglicher Strahlstrom	29
4.2. Auslegung des Separations- und Rekombinationsdipols	31
4.2.1. Entwurfsprozess	31
4.2.2. Finaler Entwurf	37
4.2.3. Beurteilung der Magnetfeldqualität des finalen Entwurfs	41
4.3. Magnetfeldmessung des Separations- und Rekombinationsdipols	52
4.3.1. Hall-Sonde	52
4.3.2. Bestimmung von Multipolanteilen	60
4.4. Weitere Magnete	61
4.4.1. 45° Dipolmagnet	61
4.4.2. Bestimmung der maximalen magnetischen Induktion der T-Dipolmagnete	65
4.4.3. Entwurf neuer Platinensteerer mit homogener Feldverteilung	65
5. Auslegung und Simulation der neuen Strahlführung	69
5.1. Erste Rezirkulation	70
5.1.1. Grundeinstellung	70
5.1.2. Einstellung der longitudinalen Dispersion	71
5.1.3. Akzeptanz vs. Emittanz	71
5.2. Zweite Rezirkulation	73
5.2.1. Grundeinstellung	73
5.2.2. Einstellung der longitudinalen Dispersion	73
5.2.3. Akzeptanz vs. Emittanz	74

5.3. Dritte Rezirkulation	76
5.3.1. Grundeinstellung	76
5.3.2. Einstellung der longitudinalen Dispersion	76
5.3.3. Akzeptanz vs. Emittanz	77
5.4. Extraktion	79
5.4.1. Grundeinstellung	79
5.4.2. Akzeptanz vs. Emittanz	79
5.5. Toleranzbetrachtung zur Ausrichtung der Magnete	80
5.6. Auswirkung des neuen Separationsdipols auf die Strahldynamik	81
5.7. Auswirkung der Weglängenverfälschung auf die Strahldynamik	84
6. Aufbau und Justage	87
6.1. Weglängensysteme	87
6.2. Justage und Messung der Strahlführungselemente	89
6.2.1. Vorgehen	89
6.2.2. Messungen zur erzielten Genauigkeit	92
6.2.3. Vermessung der Systeme zur Weglängenänderung	107
6.3. Systematische Untersuchung aller Dipolmagnetfelder	110
6.4. Strahlfänger für den ERL-Betrieb	111
7. Schlussbemerkung und Ausblick	113
A. Anhang	115
A.1. Nötige Bearbeitung der Spiegelplatte zwischen Strahl F und S (nur Rekombinationsdipol)	115
A.2. Weitere berechnete, integrierte Multipolanteile der Strahlen S bis E (Simulation Separationsdipol)	117
A.3. Fitfehler zur Bestimmung der longitudinalen Homogenität und der Kantenwinkel (Simulation Separationsdipol)	118
A.4. Parameter von alten Dipolmagneten mit neuen Anforderungen	118
A.5. Montageanleitung Platinensteerer	121
A.6. Parameterübersicht der Strahldynamiksimulationen	124
A.6.1. Rezirkulation F	124
A.6.2. Rezirkulation S	126
A.6.3. Rezirkulation T	129
A.6.4. Beginn Extraktionsstrahlführung	132
A.7. Wandmarken zur Markierung der Achsen und Höhe des Orbits	133
A.8. Höhenkoordinaten zur Justage aller Magnetmodelle in der Beschleunigerhalle	133
A.9. Justage der Magnete	135
A.9.1. Dipolmagnete	135
A.9.2. Quadrupolmagnete	136
A.9.3. Sextupolmagnete	138
A.9.4. Hinweise zu der Verwendung der institutseigenen Adapter	139
A.9.5. Hinweise bei der Definition von benutzerdefinierten Koordinatensystemen	140
A.10. Erstellung eines digitalen Modells des S-DALINAC	141
Literaturverzeichnis	143

Abbildungsverzeichnis

2.1. Grundriss S-DALINAC	4
2.2. Übersicht konventionelle Betriebsmodi	6
2.3. Übersicht ERL Betriebsmodi	6
3.1. Bauformen Dipolmagnet	11
3.2. Wegintegral Magnetfeld Dipolmagnet	12
3.3. Definition Kantenwinkel Dipolmagnet und Unterschied Rechteck- / Sektordipolmagnet . .	12
3.4. Schwache Fokussierung und Kantenwinkelfokussierung eines Dipolmagnets	13
3.5. Normaler Quadrupolmagnet und Rotationsquadrupolmagnet	14
3.6. Geometrien Bestimmung Magnetfeldqualität	16
3.7. Magnetische Länge	17
3.8. Berechnung des magnetischen Kantenwinkels	19
3.9. Koordinatensystem Strahldynamik	21
3.10.Emittanz	25
3.11.Schema ERL	28
4.1. Bereich um alten und neuen Separationsdipol im Vergleich	32
4.2. Geometrie Separationsdipol Spezifikationen	33
4.3. Arbeitsentwurf V1 M. Arnold Separationsdipol	34
4.4. Finaler Entwurf: 3D-Modell Separationsdipol: Spiegelplatten	35
4.5. Finaler Entwurf: 3D-Modell Separationsdipol: Orbit	36
4.6. 3D-Modell Separationsdipol: vor und nach Bearbeitung zur Simulation	40
4.7. Simulierte Teilchenbahnen Separationsdipol - optimistische Bedingungen	42
4.8. Simulierte Teilchenbahnen Separationsdipol - pessimistische Bedingungen	43
4.9. Simulierte Magnetfeldverteilung im Joch Separationsdipol	43
4.10.Simulierte Feldverteilung entlang der einzelnen Strahlorbits Separationsdipol	44
4.11.Simulierte transversale Feldhomogenität Separationsdipol	45
4.12.Simulierte longitudinale Feldhomogenität Separationsdipol - Eintritt	46
4.13.Simulierte longitudinale Feldhomogenität Separationsdipol - Austritt	47
4.14.Berechnete, integrierte Multipolanteile Strahl F Separationsdipol	49
4.15.Berechneter Eintrittskantenwinkel bei verschiedenen vertikalen Positionen Separationsdipol	50
4.16.Berechneter Austrittskantenwinkel bei verschiedenen vertikalen Positionen Separationsdipol	51
4.17.Foto Separationsdipol	53
4.18.Gemessene B(I)-Kurven Separations- und Rekombinationsdipol	53
4.19.Gemessene transversale Feldhomogenität Separationsdipol	55
4.20.Gemessene transversale Feldhomogenität Rekombinationsdipol	56
4.21.Gemessene longitudinale Feldhomogenität Separationsdipol	58
4.22.Gemessene longitudinale Feldhomogenität Rekombinationsdipol	59
4.23.Positionen Multipolmessung Rekombinationsdipol	60
4.24.Foto 45° Dipolmagnet	63
4.25.B(I) Kurve 45°-Dipolmagnet Nr. 1 und Trimspule Nr. 1	63
4.26.Gemessene longitudinale und transversale Feldhomogenität 45°-Dipolmagnet Nr. 1	64
4.27.Querschnitt Platinensteerer	67
4.28.Foto Platinensteerer	68

5.1. XBEAM-Simulation Rezirkulation F: Einhüllende und dispersive Bahnen	70
5.2. Residuen lineare Skalierung r_{56} Rezirkulation F	72
5.3. Phasenraumdiagramm: Darstellung Akzeptanz vs. Emittanz Rezirkulation F	73
5.4. XBEAM-Simulation Rezirkulation S: Einhüllende und dispersive Bahnen	74
5.5. Residuen lineare Skalierung r_{56} Rezirkulation S	75
5.6. Phasenraumdiagramm: Darstellung Akzeptanz vs. Emittanz Rezirkulation S	76
5.7. XBEAM-Simulation Rezirkulation T: Einhüllende und dispersive Bahnen	77
5.8. Residuen lineare Skalierung r_{56} Rezirkulation T	78
5.9. Phasenraumdiagramm: Darstellung Akzeptanz vs. Emittanz Rezirkulation T	78
5.10.XBEAM-Simulation der Extraktion bis zum 40°-Magnetsystem E: Einhüllende und disper-	
sive Bahnen	79
5.11.Phasenraumdiagramm: Darstellung Akzeptanz vs. Emittanz Beginn Extraktionsstrahlfüh-	
rung E	80
5.12.Toleranzbetrachtung zur Ausrichtung der Magnete	82
5.13.XBEAM-Simulation der dritten Rezirkulation bei extremen Kantenwinkeln des Separati-	
onsdipols: Einhüllende und dispersive Bahnen	83
5.14.XBEAM-Simulation der zweiten Rezirkulation bei Randposition S0PL01: Einhüllende und	
dispersive Bahnen	85
6.1. Bewegungsrichtungen Dipolmagnete und technisches Modell Weglängensystem zweite	
Rezirkulation	88
6.2. Lasertracker System, Reflektor, Adapter, Driftnest	90
6.3. Wandmarken zur Markierung der Achsen und der Orbithöhe, Kreuzlinienlaser zur groben	
Justage	91
6.4. Genauigkeit der Standpunkte	94
6.5. 3D-Abweichungen der hauseigenen Adapter	96
6.6. Reproduzierbarkeit Neigungsmessung aller Magnettypen	96
6.7. Genauigkeiten Wandmarken: Achse	97
6.8. 1D-Residuen der Positionsmessung Sextupolmagnete Beschleunigerhalle	100
6.9. 1D-Residuen der Positionsmessung Dipolmagnete und Quadrupolmagnete Beschleuniger-	
halle	101
6.10.Residuen der Neigungsmessung aller Magnete in der Beschleunigerhalle	102
6.11.Veränderung Position Magnete über Zeit	105
6.12.Genauigkeit Weglängensysteme: Position und Änderung Höhe	109
6.13.Übersicht Reihenschaltungen Dipolmagnete und Messorte Magnetfeld	110
6.14.Thermische Simulationen ERL Faraday-Cup	111
6.15.Montierter ERL-Cup an Separationsdipol mit Kühlkreis	112
A.1. Änderungsoptionen Bearbeitung Spiegelplatte zwischen Strahl F und S (Rekombinations-	
dipol)	115
A.2. Berechnete, integrierte Multipolanteile Strahl S, T, E	117
A.3. Montageanleitung Platinensteerer	123
A.4. Position der Höhenmarken für den Orbit, Polygonzug für die Achsen	134
A.5. Zwei Achsen Neigungssensor	136
A.6. 0,5'' Reflektor auf Rotationsquadrupolmagnet	138
A.7. Schlitten zur Messung der Oberfläche und magnetischer Kantenadapter	139
A.8. Markierung Dipolmagnete bei von der Sollachse abweichender Position der Justageboh-	
rungen	140
A.9. Bearbeitungsschritte der Laserscanner-Aufnahmen	142

Tabellenverzeichnis

2.1. Nomenklatur der Elementnamen	7
4.1. Energiebereiche in Abhängigkeit des Betriebsmodus	30
4.2. Strahlstromvergleich zweifach und dreifach rezirkulierender Aufbau	30
4.3. Wandlung der Spezifikationen der Parameter Separations- und Rekombinationsdipol - keine finalen Parameter	33
4.4. Vergleich der Simulationsergebnisse Separationsdipol mit und ohne Spiegelplatten zwischen den Strahlen / Spulen	37
4.5. Vergleich addierte höhere Multipolanteile verschiedene Entwürfe Separationsdipol	37
4.6. Simulierte und gemessene Parameter Separations- und Rekombinationsdipol	39
4.7. Entlang der Orbits integrierte höhere Multipolanteile Simulation Separationsdipol	48
4.8. Genauigkeiten Messungen Sigmaphi	52
4.9. Simulierte und gemessene Parameter Separations- und Rekombinationsdipol	54
4.10. Simulierte und gemessene Multipolanteile Separationsdipol	61
4.11. Finale Parameter 45° Dipol - Simulation und Messung Sigmaphi	62
4.12. B(I) Werte, Kantenwinkel und magnetische Längen aller 45° Dipolmagnete - Messung Sigmaphi	65
4.13. Maximales, gemessenes Magnetfeld T-Dipolmagnete	66
4.14. Vergleich der beiden Platinensteerermodelle	68
5.1. Differenzen Kantenwinkel bei verschiedenen vertikalen Positionen Separationsdipol	83
5.2. Gradienten Bogenquadrupolmagnete Rezirkulation T bei verschiedenen vertikalen Strahlpositionen im Separationsdipol	84
5.3. Änderung der Driftstrecken bei Verfahrung von SOPL01	85
5.4. Gradienten Bogenquadrupolmagnete Rezirkulation S bei verschiedenen Positionen des Weglängensystems SOPL01	86
6.1. Energieabhängig Anpassung der Weglängen aller Rezirkulationen	88
6.2. Zusammenfassung aller Justiertätigkeiten	92
6.3. Unsicherheiten des Lasertracker-Systems; Umwelteinflüsse; Neigungssensoren	93
6.4. Einzelne Beiträge zu den Genauigkeiten der Messmethoden Justage	95
6.5. Genauigkeiten verschiedener Messmethoden Justage	95
6.6. Genauigkeiten Wandmarken: Höhe des Orbits	98
6.7. Beispiel zur Einschränkung der Genauigkeit	104
6.8. Finale Justage Genauigkeiten der verschiedenen Elementtypen	106
6.9. Weglängensystem: Betrag des Winkels zwischen Ist- und Sollfahrachse	108
6.10. Hub der Weglängensysteme	109
A.1. Bearbeitung Spiegelplatte - Strahl F	116
A.2. Bearbeitung Spiegelplatte - Strahl S	116
A.3. Fitfehler Bestimmung longitudinale Homogenität und Kantenwinkel Simulation Separationsdipol	118
A.4. Parameter von alten Dipolmagneten auf neuen Positionen	119
A.5. Parameter Strahldynamiksimulation Rezirkulation F	124
A.6. Parameter Strahldynamiksimulation Rezirkulation S	126

A.7. Parameter Strahldynamiksimulation Rezirkulation T	129
A.8. Parameter Strahldynamiksimulation Beginn Extraktionsstrahlführung E	132
A.9. Höhenkoordinaten zur Justage aller Magnetmodelle in der Beschleunigerhalle	133

1 Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit, die ihren Anfang im bereits beendeten Sonderforschungsbereich 634 [1] nahm, sollte die tatsächlich erreichbare maximale Strahlenergie des S-DALINAC im cw-Betrieb (Dauerstrichmodus) durch das Hinzufügen einer dritten Rezirkulation, und damit einer zusätzlichen Hauptbeschleunigerpassage, erhöht werden. Zusätzlich wurde aufgrund des Aufbaus der neuen Strahlführung eine Möglichkeit geschaffen, den S-DALINAC in einem ERL-Modus (Energy-Recovery-Linac) betreiben zu können. Nach dem erfolgreichen Abschluss des Sonderforschungsbereichs dient diese Arbeit nun als Grundstein für die experimentellen ERL-Projekte des S-DALINAC im neu begonnenen Graduiertenkolleg 2128 [2].

Im zweifach-rezirkulierenden Aufbau des S-DALINAC konnten maximal 102 MeV im cw-Betrieb oder 120 MeV bei Pulsung mit einem Tastverhältnis von 33 % erreicht werden [3]. In den letzten Strahlzeiten waren maximal 85 MeV im cw-Betrieb möglich. Der Grund hierfür liegt an der überschätzten Güte der supraleitenden Strukturen. Trotz diverser Behandlungen bleiben diese unter ihrem Designwert von $3 \cdot 10^9$ [4, 5]. Betreibt man die Beschleunigungskavitäten nun auf ihren Designgradienten von 5 MV/m, so übersteigt die resultierende Verlustleistung an das Heliumbad die zur Verfügung stehende Kälteleistung des Heliumverflüssigers. Im Vergleich zum zweifach-rezirkulierenden S-DALINAC werden nun im dreifach-rezirkulierenden Aufbau die Beschleunigungsresonatoren bei Beschleunigungsgradienten von 3,80 MV/m betrieben, um die resultierende Verlustleistung an die zur Verfügung stehende Kälteleistung anzupassen. Die aus dieser Erweiterung des Beschleunigers resultierende Erhöhung der maximalen kinetischen Strahlenergie wirkt sich positiv auf den Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = 4(Ze^2)^2 \frac{E^2}{(q\hbar c)^4} \left(1 - \frac{(q\hbar c)^2}{4E^2}\right) \quad , \quad q = \text{konstant} \quad (1.1)$$

aus, der über die Kernladungszahl Z , die Elementarladung e , die Strahlenergie E und den konstant gehaltenen Impulsübertrag q charakterisiert wird. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Energie des Strahls resultieren höhere Endenergien in höheren Mott-Wirkungsquerschnitten der Elektronenstreuexperimente am S-DALINAC für einen gegebenen Impulsübertrag q .

Zusätzlich zur Erhöhung der finalen kinetischen Strahlenergie ermöglicht der Aufbau der neuen Strahlführung, den S-DALINAC für Forschung auf dem interessanten Gebiet der ERLs zu verwenden. In Deutschland befinden sich mit bERLinPro am Helmholtz Zentrum in Berlin [6, 7] und MESA an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz [8, 9, 10] zwei ERL im Bau. Bis zu ihrer Inbetriebnahme können grundlegende Konzepte am S-DALINAC untersucht werden.

In [11] wurde bereits festgelegt, dass diese neue Strahlführung zwischen die beiden existierenden Bahnen eingebaut werden sollte. Des Weiteren wurde bereits ein Startpunkt der Strahldynamiksimulationen gefunden, der die grundlegenden Anforderungen an die neuen Magnete definierte. Darauf basierend wurden im Rahmen dieser Arbeit detaillierte Auslegungen sowie Bau der Magnete durchgeführt. Es fanden währenddessen immer wieder iterative Schritte statt, die wechselseitig die Auslegung des Separationsdipols mit der Strahldynamiksimulation in Einklang brachten oder die Strahldynamiksimulation auf die jeweils aktuellsten Parameter des Separationsdipols anpassten. Die vorliegende Arbeit wird erst die von der finalen Strahldynamik geforderten Anforderungen an die Magnete behandeln und ihren Entwurf, Bau und Vermessung vorstellen. Danach werden die Strahldynamiksimulationen gezeigt, die auf den fertigen Magneten basieren. Abschließend werden der Aufbau, die Justage und benötigte Spezialkomponenten präsentiert.

In den nun folgenden Kapiteln werden alle Teilaspekte betrachtet, die für eine Auslegung dieser neuen Strahlführung und des damit verbundenen Umbaus benötigt wurden. Dabei liegen die Schwerpunkte auf Magnetdesign und Simulationen der Strahldynamik. Des Weiteren wird auf durchgeführte Messungen sowie den Aufbau der dritten Rezirkulation eingegangen. Eine zusätzliche Beschreibung der Inbetriebnahme des umgebauten S-DALINAC und von Messungen am Strahl würden den Rahmen dieser Arbeit sprengen und sollen deshalb an anderer Stelle gegeben werden.

Im Anschluss an diese Einleitung stellt Kap. 2 den Aufbau des S-DALINAC mit allen Experimentierplätzen vor. Zusätzlich werden die verschiedenen, für diese Arbeit relevanten Betriebsmodi im konventionellen oder ERL-Modus präsentiert und die Nomenklatur aller Strahlführungselemente beschrieben.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen zu den beiden Themenkomplexen Magnetdesign und Strahldynamiksimulationen, die Kern dieser Arbeit sind. Beginnend wird auf die verschiedenen magnetischen Multipole eingegangen. Anschließend werden Grundlagen bei dem Entwurf eines Magneten sowie die verwendete Simulationssoftware thematisiert. Die in dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Bestimmung der Magnetfeldqualität, die eine wichtige Basis darstellen, werden dann beschrieben. Grundlegende Konzepte zur Messung eines Magnetfeldes bilden den Abschluss dieses Abschnitts, bevor der nächste Teil alle für das Verständnis dieser Arbeit relevanten Grundlagen zur Simulation der Strahldynamik vorstellt. Dazu gehören beispielsweise die zur Simulation verwendeten Programme. Zusätzlich wird die grundlegende Funktionsweise eines ERLs thematisiert.

Einleitend stellt Kap. 4 mögliche Strahlenergiebereiche und Strahlströme vor. Die größte Herausforderung dieser Arbeit war der Entwurf des Dipolmagneten zur Separation der Strahlen mit verschiedenen Energien am Austritt des Hauptbeschleunigers. Zu Beginn wird der Entwurfsprozess des neuen Separationsdipols mit einer genauen Untersuchung der finalen Version und Beurteilung dessen Magnetfeldqualität präsentiert. Im Anschluss werden die Magnetfeldmessungen dieses sehr komplexen Dipolmagneten vorgestellt. Für den Aufbau einer neuen Strahlführung werden weitere Strahlführungsmagnete benötigt, wie beispielsweise die Dipolmagnete der neuen Rezirkulation oder Platinensteerer. Der Bau und die Messung dieser Magnete wird ebenso thematisiert.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit dem zweiten großen Themengebiet: der Simulation der Strahldynamik. Dabei werden alle Strahlführungen hinsichtlich verschiedener Aspekte untersucht, beispielsweise das Einstellen des nicht-isochronen Rezirkulierens oder die Betrachtung der Akzeptanz der jeweiligen Strahlführung. Abschließend werden spezielle Simulationen zur Strahldynamik vorgestellt, die sich der benötigten Genauigkeit bei der Justage der Strahlführungselemente widmen oder untersuchen, inwieweit der neuen Separationsdipol oder die Weglängenverfahren die durchgeführten Simulationen beeinflussen können.

Die äußerst wichtigen Weglängensysteme werden zu Beginn von Kap. 6 vorgestellt. Anschließend wird auf die Justage der Strahlführungsmagnete eingegangen. Dieser Teilaspekt bekam im Laufe der Arbeit ein immer höheres Gewicht, da es sich als nicht trivial zeigte, die gesetzten Anforderungen zu erfüllen. Bei der Verwendung der Dipolmagnete sind die im Betrieb verwendeten Reihenschaltungen baugleicher Magnete zu beachten. Inwieweit Feldkorrekturen bei in Reihe geschalteten Dipolmagneten nötig sind, wird kurz erläutert. Abschließend beschäftigt sich dieses Kapitel mit dem Bau des ERL-Strahlfängers.

Kapitel 7 zieht ein Fazit und gibt einen Ausblick auf weitere Arbeiten.

2 S-DALINAC

2.1 Funktionsweise

Der supraleitende Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC (Superconducting-Darmstadt-electron-LINear-ACcellerator) wird seit 1991 [12] am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt betrieben. Er war zu Beginn dieser Arbeit Großforschungsgerät des 12-jährigen Sonderforschungsbereichs 634 „Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) [1]. Seit 1. April 2016 ist er ein wichtiger Bestandteil des Graduiertenkollegs 2128 „AccelencE“ der DFG zusammen mit dem Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder (TEMF) der TU Darmstadt und dem Institut für Kernphysik (KPH) der Johannes Gutenberg-Universität Mainz [2]. Auch im Rahmen des am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt seit 1. Januar 2016 laufenden neuen Sonderforschungsbereichs 1245 „Nuclei: From Fundamental Interactions to Structure and Stars“ der DFG sind zahlreiche Experimente am S-DALINAC geplant [13].

Seit seiner Planung und späteren Inbetriebnahme wurde der S-DALINAC unter Anderem durch viele Diplom-, Bachelor-, Masterarbeiten und Dissertationen aufgebaut, weiterentwickelt und optimiert. So wurde zum Beispiel im Jahre 1996 erstmals erfolgreich ein Infrarot-Laserstrahl in einem Freien-Elektronen-Laser (FEL) in Deutschland erzeugt [14, 15]. Im Jahr 2010 ging eine neue, digitale Hochfrequenz-Regelung in Betrieb [16, 17, 18, 19, 20]. 2011 wurde dann SPIN (S-DALINAC Polarized INjector), eine Quelle zur Erzeugung spin-polarisierter Elektronen, eingebaut [21, 22]. Im Jahre 2013 wurde ein Hochenergie und -strom Injektorkryostatmodul fertiggestellt [23, 24] sowie das nicht-isochrone Rezirkulieren etabliert, das eine deutliche Verbesserung der Energieschärfe ermöglicht [25]. Die Modernisierung des Interlocksystems (Personen- und Maschinensicherheit) in 2014 erfolgte durch die Verwendung eines digitalen Systems [26]. Parallel zu dem in dieser Arbeit thematisierten Aufbau einer weiteren Rezirkulation mit der Möglichkeit, den S-DALINAC testweise als Energy-Recovery-LINAC (ERL) in ein- oder zweifach rezirkulierendem Aufbau zu betreiben, wurde an dem Aufbau eines Extraktionsscrapersystems [27] mit Messplatz zur Møllerstreuung [28] gearbeitet.

Der aktuelle Aufbau des S-DALINAC wird in Abb. 2.1 vorgestellt. Der Elektronenstrahl wird wahlweise in der thermionischen Quelle [29, 30] durch Glühemission aus einem Wolfram-Faden und elektrostatischer Vorbeschleunigung auf 250 keV (kinetische Energie) oder in SPIN erzeugt. Dort werden die Elektronen aus einer GaAs Kathode mit Hilfe eines Lasers ausgelöst und elektrostatisch auf bis zu 125 keV (kinetische Energie) vorbeschleunigt. Je nach gewählter Kathode und Laser können Elektronen mit einem Polarisationsgrad von bis zu 86% erzeugt werden [21]. In der nun folgenden Sektion wird der Elektronenstrahl auf die hochfrequente Wechselfeldbeschleunigung bei 2,997 GHz vorbereitet. Die dafür benötigte Zeitstruktur wird dem Strahl durch eine normalleitende Chopperkavität [31] mit anschließender Blende sowie einem 3 GHz und einem 6 GHz Prebuncher aufgeprägt, deren Einstellungen die relativen Phasen aller darauf folgenden supraleitenden Beschleunigungsresonatoren festlegt [32, 33]. Im Injektionsbereich befinden sich zudem Quadrupolmagnete und magnetische Linsen zur Strahlfokussierung sowie Korrekturdipolmagnete (Steerer), die minimale Winkeländerungen in der Vertikalen oder Horizontalen erlauben. Das eingebaute Wienfilter ermöglicht weiter eine Manipulation des Elektronenspins. Der S-DALINAC wird typischerweise im Dauerstrichmodus (cw - continuous wave) betrieben. Die polarisierte Quelle erlaubt zusätzlich eine Pulsung des Strahls sowohl bei der Betriebsfrequenz von 3 GHz als auch bei 75 MHz. Nach dem Injektionsbereich folgt die Beschleunigung im supraleitend betriebenen Injektorbeschleuniger, in dem eine zwei-, eine fünf- und zwei 20-zellige Niobresonatoren eingebaut sind.

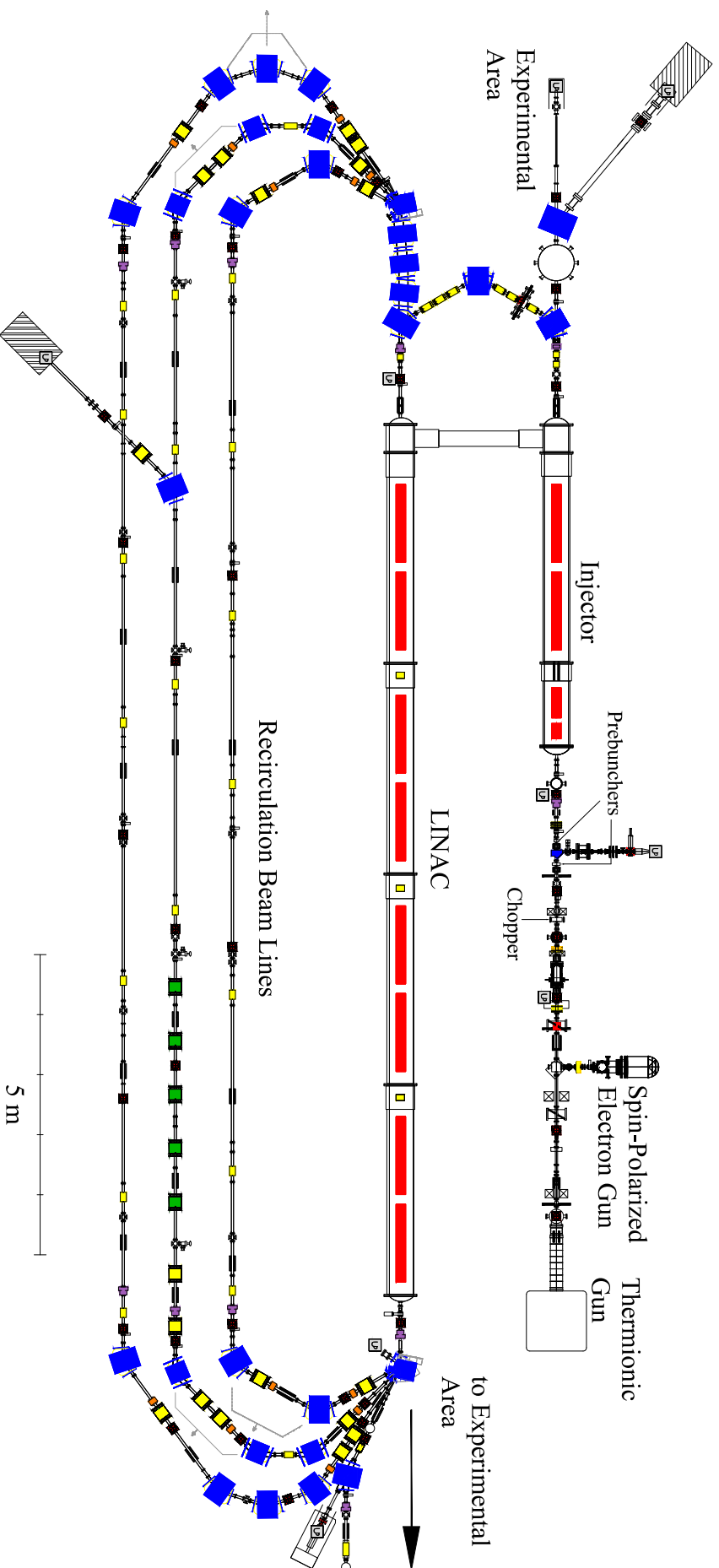


Abbildung 2.1.: Der Grundriss des dreifach rezirkulierenden S-DALINAC im Bereich der Beschleunigerhalle ist auf dieser Abbildung zu sehen. Die Hauptelemente der Strahlführung sind die in rot dargestellten supraleitenden Beschleunigungsstrukturen, die in blau gezeichneten Dipolmagnete zur Ablenkung des Elektronenstrahls und die fokussierenden Quadrupolmagnete (gelb).

Die zwei- und fünfzelligen Strukturen dienen dabei als Einfangstruktur für den Elektronenstrahl [34]. Sie beschleunigen den Strahl auf eine kinetische Energie von ungefähr 1 MeV und erlauben damit eine Beschleunigung in den 20-zelligen Strukturen des Injektorbeschleunigers. Alle Kavitäten liegen in einem Bad aus suprafluidem Helium bei 2 K. Da flüssiges Helium bei Normaldruck eine Siedetemperatur von 4,2 K besitzt, wird der Dampfdruck oberhalb des Heliumbads auf 35 mbar reduziert, um so die Siedetemperatur auf 2 K zu verringern. Den Heliumtank umgeben ein mit flüssigem Stickstoff (77 K) gekühlter Schild sowie zahlreiche Lagen an Isolationsmaterialien. Ein Isolationsvakuum in der Größenordnung von 10^{-5} mbar dient abschließend zur weiteren Isolation des Kryostaten [35]. Je nach Aufbau und Einstellung des Injektorbeschleunigers können kinetische Strahlenergien von bis zu 10 MeV beziehungsweise 14 MeV und $60\mu\text{A}$ beziehungsweise $250\mu\text{A}$ an Strahlstrom erreicht werden [23, 24]. Nach dem Injektorbeschleuniger kann der Strahl für Kern-Resonanz-Fluoreszenz Experimente am DHIPS Messplatz (Darmstadt High Intensity Photon Setup) [36] verwendet werden. Wenn der Strahl nach dem Injektorbeschleuniger stattdessen durch den achromatisch und isochron betriebenen Injektorbogen geschickt wird, gelangt er in den Hauptbeschleuniger [37]. Aktuelle Berechnungen sehen für kommende Strahlzeiten eine nicht-isochrone Einstellung des Injektorbogens vor [38]. Im rezirkulierenden Fall wird der Injektorbeschleuniger mit einem kinetischen Energiegewinn von bis zu 7,6 MeV und einem Strahlstrom von bis zu $19,74\mu\text{A}$ betrieben. Der Hauptbeschleuniger besteht aus acht identischen, 20-zelligen Niob-Resonatoren, die in zum Injektor baugleichen Kryostatmodulen betrieben werden und einen Energiegewinn von bis zu 30,4 MeV erzielen können. In Abhängigkeit von der angestrebten Endenergie kann der Hauptbeschleuniger ein-, zwei- oder viermal durchquert werden. So können Endenergien von bis zu 130 MeV zur Verfügung gestellt werden. Ursprünglich waren die Rezirkulationen ebenfalls achromatisch und isochron aufgebaut, wobei sich aber gezeigt hat, dass ein nicht-isochroner Betrieb eine deutliche Verbesserung der erzielten Energieschärfe bewirkt [37, 39, 25, 40]. In den Rezirkulationen wird der Strahl durch Dipol- und Quadrupolmagnete geführt. Steerer stehen zur Korrektur des Strahlorbits zur Verfügung. Zusätzlich besteht seit der Erweiterung auf drei Rezirkulationen aufgrund der Verfahrensmöglichkeit der Weglänge der zweiten Rezirkulation die Möglichkeit, den S-DALINAC als Energy-Recovery-Linac (ERL) zu betreiben. Der ERL-Modus ist dabei ein- oder zweifach rezirkulierend möglich und dient zur Erforschung grundlegender beschleunigerphysikalischer Fragestellungen von Energie rückgewinnenden Teilchenbeschleunigern. Aufgrund des beschränkten Platzes sind allerdings vorerst keine Nutzerexperimente im ERL-Modus geplant. Im konventionellen Modus wird der fertigbeschleunigte Strahl mit einer Endenergie von bis zu 130 MeV über die Extraktionsstrahlführung in die Experimentierhalle geleitet. Dort stehen der Niederenergie-Photonentagger NEPTUN und zwei Spektrometer für Elektronenstreuexperimente zur Verfügung. Am NEPTUN können Experimente mit Energie-markierten Photonen durchgeführt werden [41, 42]. Das Elektronenstreu-spektrometer QCLAM ermöglicht $(e,e'x)$ -Experimente [43] sowie Experimente unter 180° Rückstreuung [44]. Am 169° Lintott Spektrometer wird hochauflösende Elektronenstreuung mit (e,e') -Experimenten durchgeführt [45].

2.2 Betriebsmodi

Der S-DALINAC kann in verschiedenen Betriebsmodi betrieben werden. Der einfachste Fall „Injektorbetrieb“ verwendet nur den Injektorbeschleuniger (siehe Abb. 2.2(a)). Bei zusätzlicher Verwendung des Hauptbeschleunigers wird im konventionellen Betrieb zwischen „einfacher Durchschuss“ (siehe Abb. 2.2(b)), „einfach-rezirkuliert“ (siehe Abb. 2.2(c)) und „dreifach-rezirkuliert“ (siehe Abb. 2.2(d)) unterschieden.

Wenn der S-DALINAC im ERL-Modus betrieben wird, sind zwei Einstellungen möglich: „einfach-rezirkulierter ERL“ (siehe Abb. 2.3(a)) oder „zweifach-rezirkulierter ERL“ (siehe Abb. 2.3(b)). In beiden Fällen erfolgt die benötigte Änderung der Flugzeit in der zweiten Rezirkulation. Weitere Informationen zur Funktionsweise eines ERLs sind in Kap. 3.3 zu finden. Kapitel 6.1 beschreibt die Systeme, mit deren Hilfe die Änderung der Flugzeit der Teilchen vorgenommen werden kann.

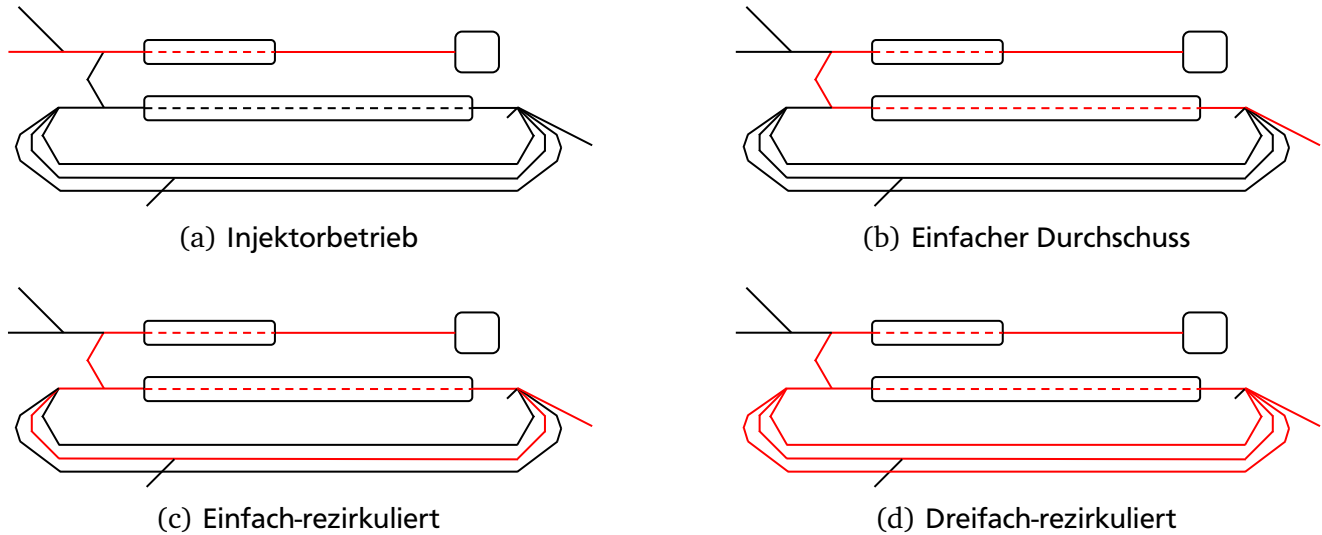


Abbildung 2.2.: Die verschiedenen Betriebsmodi des S-DALINAC im konventionellen Modus werden vorgestellt.

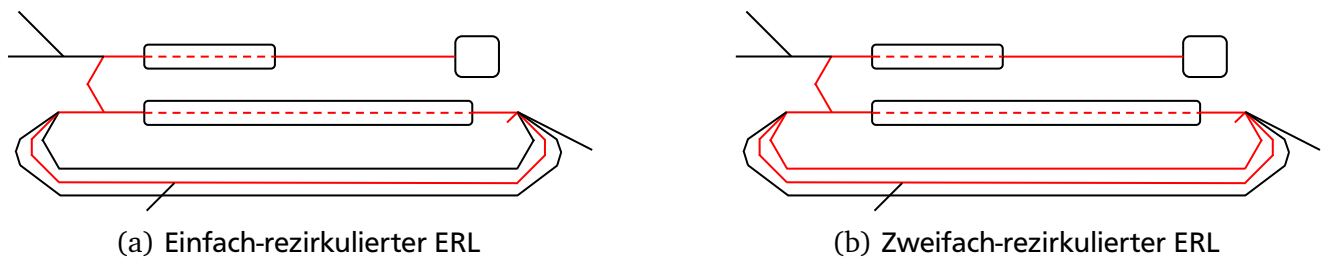


Abbildung 2.3.: Die möglichen ERL-Betriebsmodi des S-DALINAC werden gezeigt.

Bei der Einstellung von allen Betriebsmodi, die den Hauptbeschleuniger und mindestens eine Rezirkulation benutzen, muss auf korrekte Energieverhältnisse von Injektor- zu Hauptbeschleuniger geachtet werden. Dieses Energieverhältnis basiert auf den effektiven Beschleunigungsstrecken beider Linearbeschleuniger. Diese Strecke ist im Hauptbeschleuniger viermal länger als im Injektorbeschleuniger. Darauf basierend sind die verschiedenen Sollbahnen von den Dipolmagneten festgelegt, die mehrere Strahlen ablenken (Separations- und Rekombinationsdipol sowie die Dipolmagnetschikane vor dem Hauptbeschleuniger). Das Energieverhältnis von einem Teil Injektorenergiegewinn zu vier Teilen Hauptbeschleunigerenergiegewinn muss im dreifach-rezirkulierenden, konventionellen Modus oder im zweifach-rezirkulierenden ERL-Modus eingestellt werden. Das Verhältnis ändert sich von $1/4$ auf $1/8$, wenn eine dazwischen liegende Bahn übersprungen wird. Dies ist im einfach-rezirkulierenden, konventionellen Modus und einfach-rezirkulierendem ERL-Modus gegeben. Der „einfache Durchschuss“ stellt keine Randbedingungen an das Energieverhältnis zwischen den beiden Linearbeschleunigersektionen.

2.3 Nomenklatur der Elementnamen

Bei einer komplexen Anlage wie dem S-DALINAC ist es wichtig, allen verbauten Komponenten eindeutige Namen zu geben. Damit ist bei der Ansteuerung oder in Fällen von Reparaturen immer eindeutig definiert, welches Element gemeint ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Elemente ebenfalls der S-DALINAC Nomenklatur folgend bezeichnet. Die Namen setzen sich dabei aus Buchstaben und Ziffern zusammen, deren Bedeutung in Tab. 2.1 erklärt wird. Werden Elemente mehrmals vom Strahl durchquert, so gibt immer die erste mögliche Passage des Strahls mit diesem Bauteil den Namen vor. Die

fertigen, sechsstelligen Elementnamen setzen sich aus dem Buchstaben des Hauptbereichs, der Nummer des Unterbereichs, der Buchstaben-Kennung des Element-Typs und einer für diese Unterbereich und für dieses Element fortlaufenden Nummer zusammen. Diese Nummern werden immer in Strahlrichtung aufsteigend vergeben. Element S1QU03 bezeichnet somit den dritten Quadrupolmagnet auf der Geraden der zweiten Rezirkulation.

Tabelle 2.1.: Am S-DALINAC wird eine eindeutige Nomenklatur der Elementnamen verwendet. Diese besteht erst aus einem Buchstaben, der den Hauptbereich angibt. Danach folgt eine Ziffer zwischen 0 und 5, die für einen Unterbereich eines Hauptbereichs steht. Die dann folgende Buchstabenkennung steht für einen Elementtyp. Abschließend werden die Elementtypen in dem so definierten Unterbereich entlang der Strahlrichtung fortlaufend nummeriert. Diese Tabelle gibt einen Überblick über einige verwendete Abkürzungen.

Kennung	Bedeutung	Kennung	Bedeutung
I	Hauptbereich: Injektor	BM	Dipolmagnet
P	Hauptbereich: Polarisierte Quelle	TM	Trimspule eines Dipolmagneten
A	Hauptbereich: Hauptbeschleuniger	QU	Quadrupolmagnet
F	Hauptbereich: Erste Rezirkulation	QR	Rotationsquadrupolmagnet
S	Hauptbereich: Zweite Rezirkulation	SP	Sextupolmagnet
T	Hauptbereich: Dritte Rezirkulation	SV	Steerer vertikal
E	Hauptbereich: Extraktion	SH	Steerer horizontal
0 bis 5	Unterbereiche der Hauptbereiche	T	BeO-Target
		PL	Weglängenverfahung
		NC	Normalleitende Kavität
		SC	Supraleitende Kavität
		HF	HF-Monitor
		F	Strahlfänger



3 Theoretische Grundlagen

Das nun folgende Kapitel geht auf die für diese Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen ein. Dabei werden zuerst die verschiedenen Magnete zur Strahlführung mit ihren physikalischen Konzepten vorgestellt. Da sich ein wichtiger Aspekt dieser Arbeit mit dem Entwurf eines Dipolmagnets beschäftigt, werden Grundlagen zum Auslegen eines Magneten vorgestellt. Da dieses Problem nicht analytisch gelöst werden kann, muss es numerisch mit Hilfe eines Programms gelöst werden. Das hierzu verwendete Programm wird kurz eingeführt. Jede Simulation muss hinsichtlich der Qualität der erhaltenen Ergebnisse evaluiert werden. Dazu wurden verschiedene Methoden verwendet, die näher beschrieben werden. Im nächsten Kapitel werden die benötigten Grundlagen der Strahldynamik vorgestellt. Dazu gehören allgemeine Konzepte und Größen, aber auch die für die Simulationen verwendeten Simulationsprogramme. Abschließend wird die relativ neue Technik der Energy-Recovery-LINACs (ERL) vorgestellt.

3.1 Magnete

Auf elektrisch geladene Teilchen mit der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} wirkt die Lorentzkraft \vec{F}_L

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = \dot{\vec{p}} \quad . \quad (3.1)$$

Sie lässt sich als Summe aus elektrischer \vec{F}_E und magnetischer Kraft \vec{F}_B

$$\begin{aligned} \vec{F}_L &= \vec{F}_E + \vec{F}_B \\ \vec{F}_E &= q\vec{E} \\ \vec{F}_B &= q(\vec{v} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

schreiben. In einem Beschleuniger werden beide Kräfte entsprechend ihrer Wirkung eingesetzt. Betrachtet man den gängigen Fall, dass sich die Teilchen entlang der longitudinalen Achse bewegen und die magnetischen Felder entlang der vertikalen Achse wirken, so wirkt aufgrund des Kreuzprodukts \vec{F}_B nur in die horizontale Richtung. Daraus folgt, dass magnetische Felder nicht zur Beschleunigung, aber zur Ablenkung und Führung von geladenen Teilchen eingesetzt werden können. Im Falle des elektrischen Anteils der Lorentzkraft \vec{F}_E wirkt diese in die gleiche Richtung, in die auch das elektrische Feld zeigt. Elektrische Felder dienen also der Beschleunigung. Sie könnten auch mit einer entsprechenden Ausrichtung des elektrischen Feldes zur Ablenkung eingesetzt werden. Dazu wird die von beiden Anteilen wirkende Kraft verglichen:

$$\begin{aligned} \vec{F}_E &= \vec{F}_B \\ \vec{E} &= \vec{v} \times \vec{B} \end{aligned} \quad . \quad (3.3)$$

Geht man nun von einem Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit aus

$$\vec{E} \approx c \cdot \vec{B} \quad , \quad (3.4)$$

so würde ein problemlos realisierbares magnetisches Feld von 1 T einem benötigten elektrischen Feld von $3 \cdot 10^8$ V/m entsprechen. Solch ein hohes elektrisches Feld ist eine technische Herausforderung und

nicht bis sehr schwierig realisierbar. Aus diesem Grund werden elektrische Felder nur im Falle von sehr langsamen Teilchen zur Führung dieser eingesetzt.

Je nach gewünschter Wirkung des Magnetfeldes auf den Strahl gibt es verschiedene magnetische Multipole (siehe Abschnitt 3.1.1), die diese Aufgabe übernehmen. Weiter wird grundsätzlich zwischen normalleitend oder supraleitend betriebenen Magneten unterschieden. Auch eine Kombination verschiedener magnetischer Multipole in Form von so genannten „combined function magnets“ ist möglich, so dass zum Beispiel zeitgleich ein Dipolmagnetfeld mit einem definierten Prozentsatz eines Quadrupolmagnetfeldes überlagert wird. Die folgenden Abschnitte gehen näher auf die im Falle des S-DALINAC relevanten Multipole ein.

3.1.1 Magnetische Multipole

Betrachtet man kleine Abweichungen in x um die ideale Teilchentrajektorie, kann das Magnetfeld B_y in Form von Multipolkomponenten entwickelt werden:

$$B_y(x) = B_y(0) + \left. \frac{\partial B_y}{\partial x} \right|_0 \cdot x + \frac{1}{2!} \left. \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \right|_0 \cdot x^2 + \frac{1}{3!} \left. \frac{\partial^3 B_y}{\partial x^3} \right|_0 \cdot x^3 + \dots, \\ \frac{e}{p} B_y(x) = \frac{1}{\rho} + kx + \frac{1}{2!} mx^2 + \frac{1}{3!} ox^3 + \dots \quad (3.5)$$

Die einzelnen Summanden stehen für den Dipolmagnet, Quadrupolmagnet, Sextupolmagnet, Oktupolmagnet usw. Für jeden Multipolanteil gibt es charakteristische Größen in Form der angegebenen Vorfaktoren. ρ beschreibt den Ablenkradius eines Dipolmagneten, k steht für die Quadrupolmagnetstärke, m und o für die äquivalenten Magnetstärken der jeweiligen Multipole. Ein perfekter Magnet würde lediglich aus einem gewünschten Anteil bestehen. Ein reales Magnetfeld besteht allerdings immer aus einer Kombination von verschiedenen Multipolanteilen zusätzlich zur Hauptkomponente, die in erlaubte und unerlaubte Anteile unterteilt werden können. Ein erlaubter Multipolanteil resultiert aus Randbedingungen des Jochs, wie beispielsweise seiner endlichen Ausdehnung oder eines endlich optimierten Designs der Polschuhform. Über Symmetriebedingungen können die erlaubten Multipolanteile einer Hauptmultipolkomponente N zu

$$n_{\text{erlaubt}} = N(2m + 1) \quad N \in \mathbb{N}, \quad m \in \mathbb{N}_0, \quad m \neq N \quad (3.6)$$

mit dem laufenden Index m bestimmt werden [46]. Für den Dipolmagnet ergeben sich damit beispielsweise die erlaubten Anteile zu B_3 , B_5 , B_7 usw. Ein unerlaubter Multipolanteil resultiert aus stochastisch verteilten Fehlern aufgrund von Fertigungs- und Montagetoleranzen. Im Folgenden werden die wichtigsten in Beschleunigern verwendeten Magnettypen vorgestellt.

Dipolmagnet

Ein Dipolmagnet wird zur Ablenkung von Teilchen verwendet. Es gibt je nach Anforderungen verschiedene Bauformen, beispielsweise C-Joch und H-Joch, die in Abb. 3.1 gezeigt werden.

Betrachtet man nun den Betrag der auf die Teilchen mit Impuls \vec{p} wirkenden Lorentzkraft und setzt diesen mit dem Betrag der Zentrifugalkraft gleich, so ergibt sich

$$\frac{mv^2}{\rho} = evB \\ B\rho = \frac{p}{e} \quad (3.7)$$

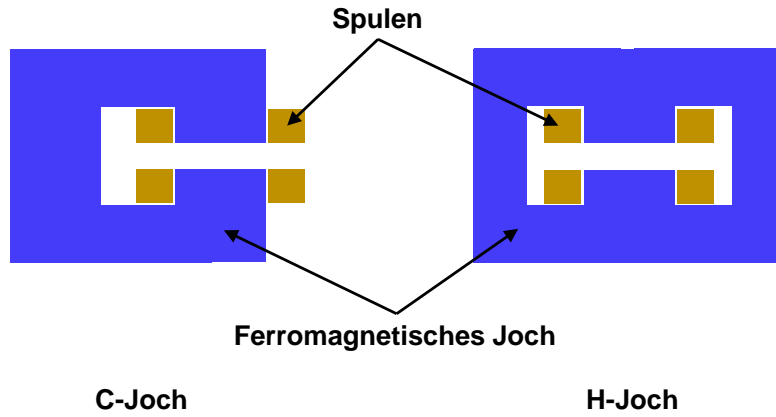


Abbildung 3.1.: Diese Abbildung zeigt zwei mögliche Bauformen eines Dipolmagneten.

beziehungsweise in praktischen Einheiten für Elektronen der folgende Zusammenhang [47]:

$$B \cdot \rho \text{ [T m]} = 3,3356 \cdot p \text{ [GeV/c]} \quad . \quad (3.8)$$

$B\rho$ wird auch als magnetische Steifigkeit bezeichnet und ist ein Maß für das Ablenkverhalten eines Strahls.

Die impulsabhängige Dipolstärke

$$\frac{1}{\rho} [\text{m}^{-1}] = 0,2998 \frac{B[\text{T}]}{p[\text{GeV/c}]} \quad (3.9)$$

ergibt sich in praktischen Einheiten direkt aus der Multipolentwicklung aus Gl. (3.5) für Elektronen. Das Magnetfeld berechnet sich über die integrale Form des Ampèreschen Gesetzes

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = N \cdot I \quad (3.10)$$

über die in Abb. 3.2 gezeigten Wege mit $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$ zu

$$\begin{aligned} N \cdot I &= \oint H_{\text{Joch}} \cdot d\vec{s} + \oint H_{\text{Spalt}} \cdot d\vec{h} \\ &= \frac{B_{\text{Joch}}}{\mu_0 \mu_{r,\text{Joch}}} \cdot s + \frac{B_{\text{Spalt}}}{\mu_0 \mu_{r,\text{Spalt}}} \cdot h \end{aligned} \quad (3.11)$$

In einem ferromagnetischen Material gilt $\mu_{r,\text{Joch}} > 1000$, weiter beträgt μ_r innerhalb des Spalts (Luft beziehungsweise Vakuum) $\mu_{r,\text{Spalt}} \approx 1$. Damit ergibt sich die magnetische Induktion eines Dipolmagnets näherungsweise zu

$$B \approx \frac{N \cdot I \cdot \mu_0}{h} \quad (3.12)$$

mit der Windungszahl N der Spulen, der Stromstärke I , dem Polschuhabstand h und der magnetischen Feldkonstante μ_0 . Das Wegintegral innerhalb des Jochs kann aufgrund der hohen magnetischen Permeabilität im Joch vernachlässigt werden.

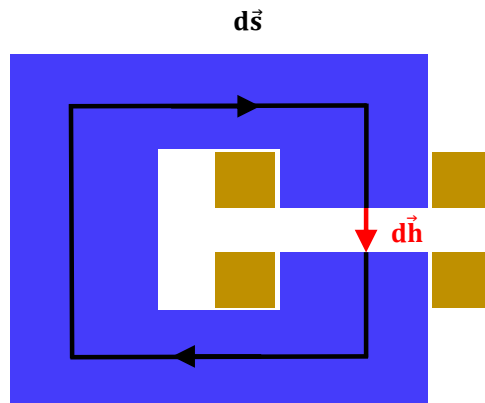


Abbildung 3.2.: Das Wegintegral zur Berechnung der magnetischen Induktion in einem C-förmigen Dipolmagnet wird gezeigt. Es unterteilt sich in den Pfad $d\vec{s}$ im Joch und den Pfad $d\vec{h}$ im Luftspalt zwischen den Polschuhen.

Ein Dipolmagnet lenkt den Strahl auf einen Kreisbogen ab. Dieser Kreisbogen wird durch den Ablenkradius und den Ablenkwinkel definiert. Zusätzlich zu den genannten magnetischen Parametern besitzt ein Dipolmagnet eine magnetische Länge (siehe Abschnitt 3.1.3) sowie einen Ein- und Austrittskantenwinkel. Dazu wird zuerst auf Abb. 3.3 der Unterschied zwischen einem Sektor- und einem Rechteckdipolmagneten gezeigt. Werden die Polflächen eines Sektordipolmagnets so rotiert, dass man einen Rechteckdipolmagnet erhält, so liegt per Definition ein positiver Kantenwinkel vor. Der Kantenwinkel sorgt für eine fokussierende Kraft und wird in Abb. 3.4 gezeigt. Ein positiver Winkel fokussiert den Strahl in y-Richtung, ein negativer entsprechend in x-Richtung. Zusätzlich zur Kantenwinkelfokussierung besitzt jeder Dipolmagnet eine schwache Fokussierung, die beispielsweise in Abb. 3.4(a) gezeigt wird. Sie sorgt bei einem transversal versetztem Strahl mit ansonsten identischen Strahlparametern für einen fokussierenden Effekt in der ablenkenden Ebene.

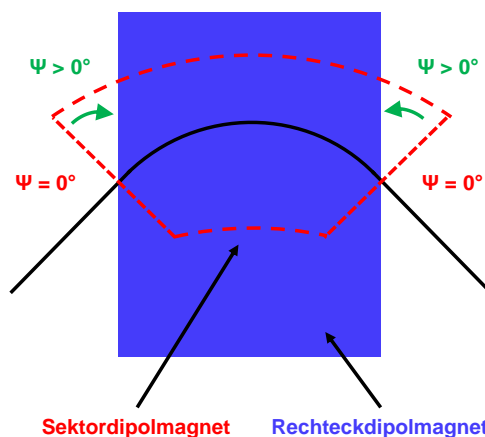
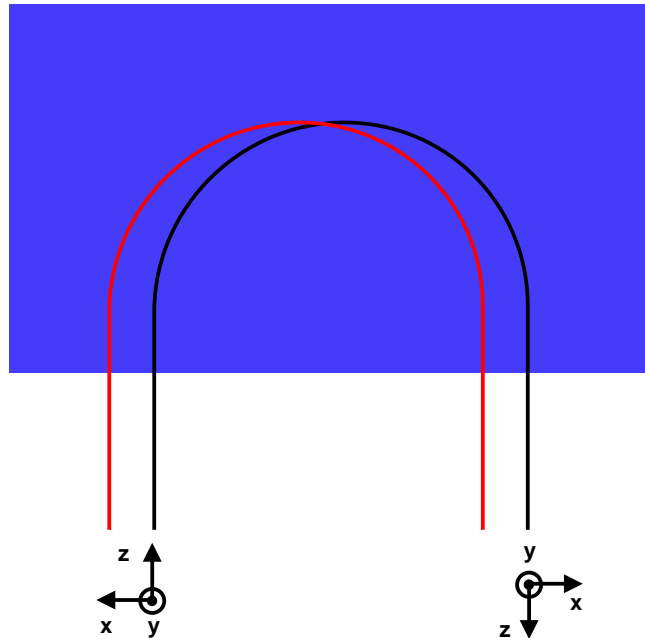
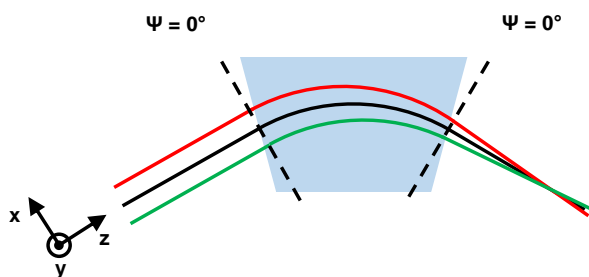


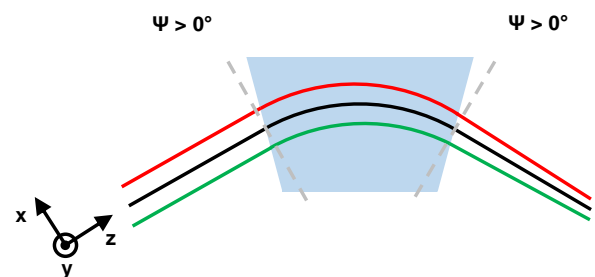
Abbildung 3.3.: Die rote Kontur zeigt die Form eines Sektordipolmagnets, bei dem der Strahl sowohl auf der Ein- als auch auf der Austrittsseite den Magnet senkrecht zur Stirnfläche passiert. In diesem Fall beträgt der Kantenwinkel $\psi = 0^\circ$ (rot). Wenn die Stirnflächen in Richtung eines Rechteckdipols rotiert werden, ist der Kantenwinkel positiv definiert, das blaue Rechteck zeigt die Form eines Rechteckdipolmagnets.



(a) Ein zweiter Strahl (rot) mit einer transversalen Ablage im Vergleich zu einem ersten Strahl (schwarz) wird zusammen mit dem ersten Strahl in einem 180° Dipolmagnet abgelenkt. Die horizontale x-Achse des mitbewegten Koordinatensystems zeigt, dass der zweite Strahl mit einer positiven Ablage in den Dipolmagnet eintritt und mit einer negativen Ablage den Dipolmagnet verlässt. In der Mitte des Dipolmagnets befindet sich der Fokuspunkt. Dieser Effekt wird schwache Fokussierung genannt.



(b) Der Effekt der schwachen Fokussierung wird hier an einem Sektordipol mit einem Ablenkwinkel von 60° gezeigt.

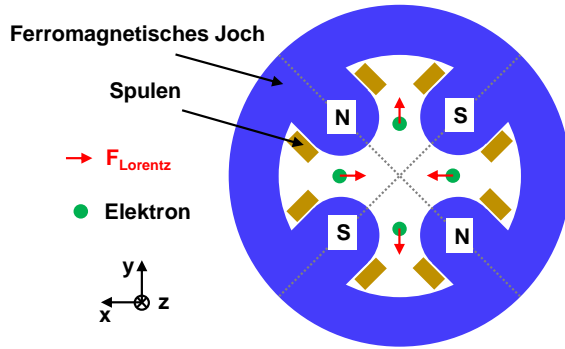


(c) Erhält der Dipolmagnet aus Abb. 3.4(b) einen positiven Kantenwinkel, so wirkt dieser y-fokussierend beziehungsweise x-defokussierend.

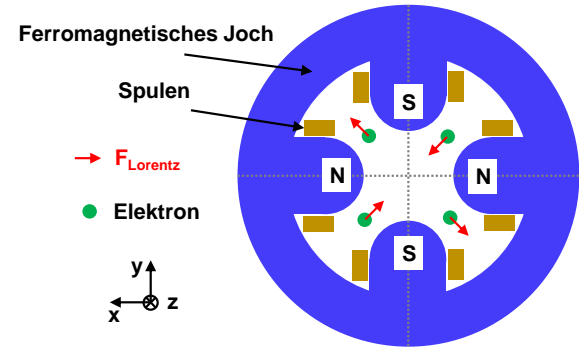
Abbildung 3.4.: Die Begriffe der schwachen Fokussierung und der Kantenwinkelfokussierung eines Dipolmagnets werden erläutert.

Quadrupolmagnet

Ein Quadrupolmagnet wird zur Fokussierung des Strahls verwendet. Abbildung 3.5(a) zeigt einen Quadrupolmagnet. Rotiert man diesen um 45° um die Strahlachse, erhält man einen Rotationsquadrupolmagnet (siehe Abb. 3.5(b)), der die beiden transversalen Ebenen koppelt.



(a) Dieser normale Quadrupolmagnet zeigt die fokussierende beziehungsweise defokussierende Wirkung auf den Strahl in Abhängigkeit der Strahlage.



(b) Die Kopplung der beiden transversalen Ebenen wird bei diesem Rotationsquadrupolmagnet gezeigt.

Abbildung 3.5.: Der normale Quadrupolmagnet sowie der Rotationsquadrupolmagnet werden inklusive der auf ein Teilchen wirkenden Lorentzkraft gezeigt.

Sein Feld steigt linear mit dem Abstand des Strahls vom feldfreien Zentrum. Aufgrund der linearen Abhängigkeit des Feldes von der transversalen Position ergibt sich ein Linseneffekt ähnlich wie in der Lichtoptik. Ein Quadrupol fokussiert aber nur in einer transversalen Ebene, während er in der Anderen defokussiert. Die Quadrupolmagnetstärke aus Gl. (3.5) berechnet sich in praktischen Einheiten für ein Elektron zu

$$k[\text{m}^{-2}] = 0,2998 \frac{g[\text{T/m}]}{p[\text{GeV}/c]} \quad (3.13)$$

mit dem Teilchenimpuls p und dem Gradienten g . Der Gradient ist eine impulsunabhängige Größe, die analog zu Gl. (3.12) über das Lösen des Ampèreschen Gesetzes bestimmt werden kann. Es folgt

$$g = \frac{2\mu_0 N I}{r_0^2} \quad (3.14)$$

mit der Windungszahl N der Spulen, der Stromstärke I , dem Aperturradius r_0 und der magnetischen Feldkonstante μ_0 .

3.1.2 Grundlagen zum Entwurf eines Magneten und Simulationsprogramm: CST Studio Suite

Das Magnetfeld \vec{B} ist definiert über

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{\nabla} \times \vec{A} \\ \vec{B} &= -\vec{\nabla} \cdot V \end{aligned} \quad (3.15)$$

mit dem Vektorpotential \vec{A} und dem Skalarpotential V . Man nehme nun die komplexe Funktion

$$F = \vec{A} + i \cdot V \quad . \quad (3.16)$$

Es lässt sich zeigen (siehe dazu [46]), dass die komplexe Funktion F der Laplace-Gleichung genügt:

$$\nabla^2 \cdot F = 0 \quad . \quad (3.17)$$

Unter der Annahme, dass der Polschuhabstand eines Magneten deutlich kleiner ist, als seine Länge, wirken nur transversale Feldkomponenten des Magnetfeldes. Schreibt man nun die Funktion F in zwei Dimensionen als eine Funktion der komplexen Variablen $z = x + iy$ und betrachtet die Laplace-Gleichung im Luftspalt, so gilt:

$$\nabla^2 \cdot F = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = 0 \quad . \quad (3.18)$$

Die ideale Polkontur eines Magneten wird über die Bestimmung des skalaren Potentials V und die Form der Feldlinien über die Bestimmung des Vektorpotentials \vec{A} berechnet. Weiterführende Informationen können in [46] gefunden werden.

Eine komplexe Struktur, wie der in dieser Arbeit behandelte Separationsdipol, kann nicht mehr durch eine analytische Lösung der oben beschriebenen Gleichungen berechnet werden. Stattdessen wird mit der Methode der finiten Elemente (FEM) eine numerische Lösung mit Hilfe einer Simulationssoftware gefunden. Bei der Nutzung von FEM wird das Volumen in viele finite Gitterelemente unterteilt, so dass die Lösung für jedes einzelne Element einfach gefunden werden kann. Die Software löst das Problem für jedes Element. Solch ein Programm ist CST Studio Suite [48], das für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen des Separationsdipols verwendet wurde.

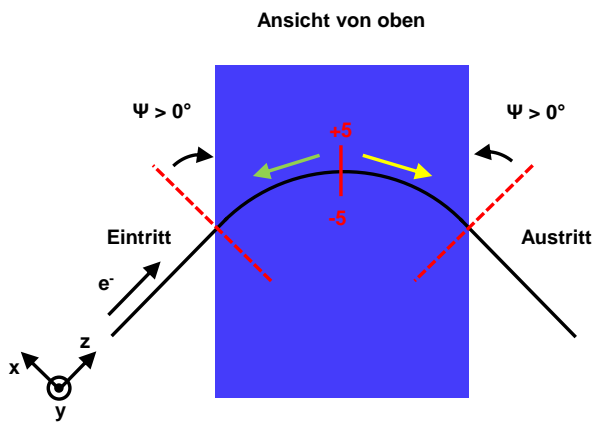
Bei der Modellierung des Polschuhs müssen verschiedene Aspekte beachtet werden. So muss beispielsweise das rückführende Joch den magnetischen Fluss bei maximalem Feld transportieren können. Die Form der Magnetfeldlinien im Luftspalt wird ausschließlich durch die Form des Polschuhs definiert, sofern die magnetische Induktion das Joch nicht sättigt. Dieses kann zusätzlich durch die Verwendung von Fasen oder anderen geometrischen Formen so bearbeitet werden, dass die Feldlinien den Anforderungen genügen.

3.1.3 Verwendete Methoden zur Bestimmung der Magnetfeldqualität

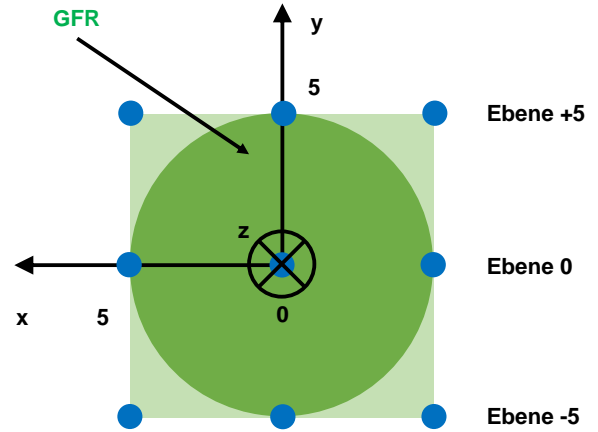
Für den Entwurf eines Magneten müssen Parameter definiert werden, anhand derer die Qualität des Feldes bestimmt und der Magnet charakterisiert werden kann. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Definitionen beschäftigen sich mit

1. Der Bestimmung der magnetischen Länge
2. Der Homogenität des transversalen Feldes
3. Der Homogenität des longitudinalen Feldes
4. Der Bestimmung der magnetischen Kantenwinkel
5. Der Bestimmung der Multipolanteile entlang eines Orbits

Bei den Definitionen wird häufig die relevante Größe in der so genannten „good field region“ (GFR) ausgewertet. Sie ist als Volumen um den Orbit definiert, innerhalb dessen die Spezifikationen erfüllt werden müssen. Abbildung 3.6 gibt einen Überblick über die verschiedenen verwendeten Geometrien. Im Folgenden soll auf die genannten Methoden näher eingegangen werden.



(a) Bei der Bestimmung der transversalen Feldhomogenität wird in der longitudinalen Mitte des Orbits (halbe magnetische Länge) entlang der horizontalen Richtung (rote Linie) das Magnetfeld gemessen. Im Falle der longitudinalen Feldhomogenität beziehungsweise der Bestimmung der Kantenwinkel wird an dieser roten Linie beginnend der Orbit einmal als „Eintrittsseite“ (grüne Richtung) und einmal als „Austrittsseite“ (gelbe Richtung) gemessen und entlang der Strecke aufintegriert.



(b) Die Grafik zeigt die Verteilung und Benennung der gemessenen Orbitbahnen. Die Strahlrichtung z zeigt in die Ebene, die GFR wird durch einen Kreis gekennzeichnet. Gemessen wurde in einer quadratischen Anordnung um den Orbit. Das Koordinatensystem bewegt sich mit seinem Ursprung entlang des Sollorbits.

Abbildung 3.6.: Die verwendeten Geometrien zur Bestimmung der Magnetfeldqualität (transversal und longitudinal) und der Kantenwinkel werden vorgestellt. Sowohl die Simulationen als auch die Messungen verwenden die hier gezeigten Bahnen.

Magnetische Länge

Betrachtet man den Verlauf der vertikalen Magnetfeldkomponente entlang des Orbits durch einen horizontal ablenkenden Dipolmagneten, so erhält man beispielsweise den in Abb. 3.7 gezeigten Verlauf. Als Näherung kann jetzt ein Rechteckprofil definiert werden, das einen identischen Flächeninhalt besitzt wie der tatsächliche Verlauf. Dabei definiert die Länge des eingetragenen Rechtecks die magnetische oder effektive Länge eines Magneten. Für einen Dipolmagnet lässt sich diese berechnen über

$$l_{\text{mag}} = \frac{1}{B_{\text{max}}} \int_{-\infty}^{\infty} B_y(z) \cdot dz \quad (3.19)$$

Die magnetische Länge eines Magneten stellt eine zentrale Größe bei der Berechnung der Strahldynamik dar und kann obigem Prinzip folgend für alle Magnete angegeben werden. Bei der Verwendung von Transportmatrizen (siehe Abschnitt 3.2.1) kann die Strahlführung abschnittsweise in feldfreie Bereiche und in Bereiche mit konstantem Feld unterteilt werden. Die magnetische Länge wird für den Orbit in der Sollebene (Ebene 0 aus Abb. 3.6(b)) bestimmt.

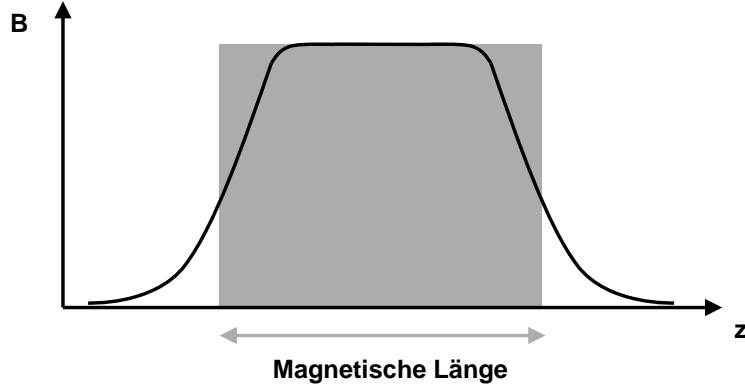


Abbildung 3.7.: Das magnetische Feld in Abhängigkeit von der longitudinalen Position ist als schwarze Kurve gezeigt. Die magnetische Länge definiert sich über die Breite (in z) eines Rechtecks, dessen Flächeninhalt mit dem der Kurve übereinstimmt.

Homogenität des transversalen Feldes

Die transversale Feldhomogenität wird entlang der in rot eingezeichneten Kurve in Abb. 3.6(a) für eine feste longitudinale Position in der Mitte des Orbits bestimmt. Die Auswertung erfolgt damit im homogenen Bereich des Feldes. Sie wird berechnet über

$$\frac{\Delta B_y}{B_y} = \frac{B(x, y, z_0) - B_y(x_0, y_0, z_0)}{B_y(x_0, y_0, z_0)} \quad (3.20)$$

mit dem Referenzmesswert des Magnetfeldes $B_y(x_0, y_0, z_0)$ sowie den jeweiligen Magnetfeldmesswerten $B_y(x, y, z_0)$ an verschiedenen Punkten (x, y, z_0) . Die transversale Homogenität kann für verschiedene Ebenen bestimmt werden, die in Abb. 3.6(b) gezeigt sind. Der Referenzmesswert liegt immer in der Sollebene auf dem Orbit.

Homogenität des longitudinalen Feldes

Zur Bestimmung der Homogenität des longitudinalen Feldes wird der Magnetfeldverlauf entlang der Sollachse integriert, dabei wird immer zwischen der Ein- und Austrittsseite unterschieden (siehe Abb. 3.6(a)). Diese integrierten Werte werden in Abhängigkeit des horizontalen Offsets für Ebene 0 graphisch dargestellt. An diese Daten wird eine Gerade angepasst. Nun werden die auf Basis der Anpassung resultierenden integrierten Werte für jeden horizontalen Offset berechnet. Es ist wichtig zu beachten, dass das nun folgende Referenzintegral der Ebene 0 aus dieser Berechnung der Werte entstanden ist. Die weiteren Messdaten werden dann mit dieser Referenz verglichen. Die Homogenität wird also berechnet über

$$\frac{\Delta(BI)}{(BI)_0} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B_y(x, y, z) \cdot dz - \int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{calc},y,0}(x_0, y_0, z) \cdot dz}{\int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{calc},y,0}(x_0, y_0, z) \cdot dz} \quad (3.21)$$

mit dem berechneten Wert des Referenzintegrals $\int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{calc},y,0}(x_0, y_0, z) \cdot dz$ auf der Orbitbahn und der Sollebene sowie den jeweiligen Integralen auf anderen Bahnen und anderen Ebenen. Dabei wurden die Radien der Bogenabschnitte immer entsprechend des horizontalen Versatzes der Bahnen angepasst, so dass die Ein- und Austrittsachsen zueinander parallel verlaufen.

Bestimmung des magnetischen Kantenwinkels

Der magnetische Kantenwinkel beschreibt die Wirkung und das Zusammenspiel des geometrischen Kantenwinkels und des magnetischen Feldes auf den Strahl. Typischerweise entsprechen die Werte des magnetischen Kantenwinkels in etwa denen des geometrischen Kantenwinkels, der die Rotation der Stirnflächen des Eisenjochs beschreibt. In besonderen Fällen, wie zum Beispiel bei sehr großen Jochabständen oder bei komplexen Geometrien wie der des neuen Separationsdipols, haben diese beiden Kantenwinkel verschiedene Werte. Um den magnetischen Kantenwinkel zu berechnen, werden wie bei der Bestimmung der longitudinalen Feldhomogenität die einzelnen Magnetfeldverteilungen entlang der Bahnen integriert und zwischen Ein- und Austrittsseite unterschieden. Jeder Kantenwinkel wird für verschiedene Ebenen (Benennung siehe Abb. 3.6(b)) bestimmt. Dazu wird, wie auch bei der Bestimmung des Referenzintegrals zur Berechnung der Homogenität des longitudinalen Feldes, eine lineare Funktion an die integrierten Werte in Abhängigkeit des Offsets der Bahnen angepasst. In einem nächsten Schritt werden anhand der so gefundenen Anpassungsparameter die y -Werte für die existierenden Offsets inklusive dem Wert auf der Bahn (Offset 0) berechnet. Abbildung 3.8 zeigt die zur Berechnung des Kantenwinkels benötigten Geometrien.

Betrachtet man einen Dipol von oben, so zeigt ein rotes Kreisbogensegment die halbe über die Anpassung erhaltene Strecke des Sollorbits (Offset 0). In blau wird das entsprechende Kreisbogensegment für einen Strahl mit einem Offset von -5 mm gezeigt (siehe Abb. 3.8(a)). Abbildungen 3.8(b) und 3.8(c) benennen die benötigten Größen zur Bestimmung des Kantenwinkels. Die Winkel α und β werden über

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{calc},y}(x_0, y_n, z) \cdot dz}{R \cdot B_{y,0}} \\ \beta &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{calc},y}(x_{-5}, y_n, z) \cdot dz}{R \cdot B_{y,0}}\end{aligned}\quad (3.22)$$

mit n als gewählte Ebene zur Bestimmung des magnetischen Kantenwinkels, dem Ablenkradius R , dem Magnetfeld auf dem Orbit ohne Offset in der Mitte der Bahn $B_{y,0}$ sowie dem über die Anpassungsparameter bestimmten Integralwert auf der gewählten Ebene ohne Offset $\int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{calc},y}(x_0, y_n, z) \cdot dz$ und mit einem Offset von -5 mm $\int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{calc},y}(x_{-5}, y_n, z) \cdot dz$ berechnet.

Der Endpunkt der jeweiligen Bahn im Randfeldbereich des Jochs wird über seine einzelnen Koordinaten beschrieben. Somit ergibt sich für den Fall „auf dem Orbit“ (Offset 0 mm, siehe rote Kurve in Abb. 3.8(b)):

$$\begin{aligned}a_0 &= R \cdot (1 - \cos(\alpha)) \\ b_0 &= R \cdot \sin(\alpha)\end{aligned}\quad (3.23)$$

Betrachtet man nun den Fall „Werte mit Offset -5 mm“ (siehe blaue Kurve in Abb. 3.8(c)) erhält man:

$$\begin{aligned}a_1 &= R \cdot (1 - \cos(\beta)) + 5 \\ b_1 &= R \cdot \sin(\beta)\end{aligned}\quad (3.24)$$

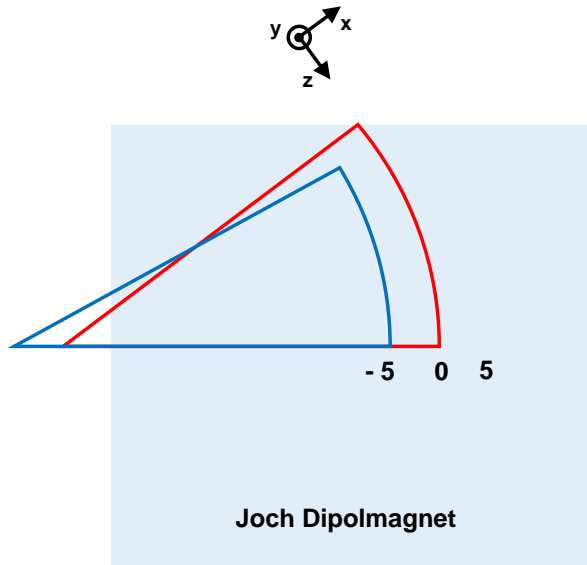
Mit den so gewonnenen Parametern wird der Winkel γ

$$\gamma = \arctan\left(\frac{b_0 - b_1}{a_0 - a_1}\right) \cdot \frac{180^\circ}{\pi}, \quad (3.25)$$

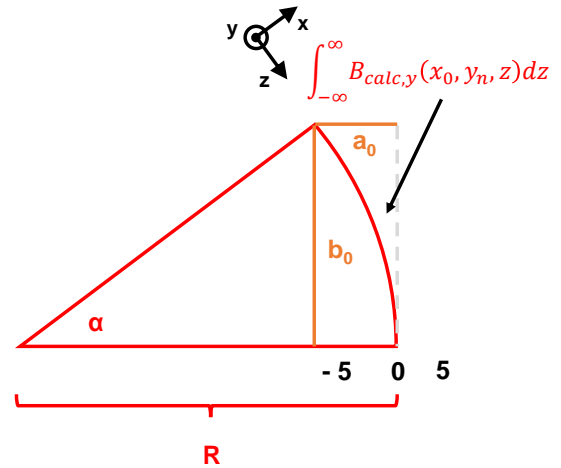
zu sehen in Abb. 3.8(d), bestimmt. Durch die vorliegende Geometrie ergibt sich der Kantenwinkel ψ (in $^\circ$) zu:

$$\psi = \alpha \cdot \frac{180^\circ}{\pi} - \gamma \quad (3.26)$$

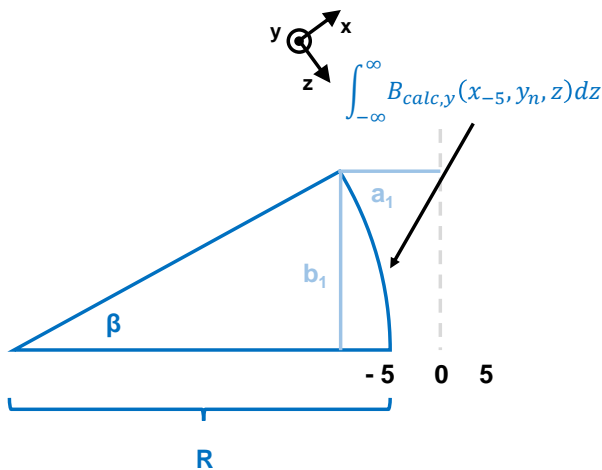
Der im Beispiel gezeigte Kantenwinkel ist per Definition negativ. Bei der Bestimmung der magnetischen Kantenwinkel in Abhängigkeit von der vertikalen Position des Strahls im Magneten wird das eben vorgestellte Vorgehen für jede Ebene wiederholt.



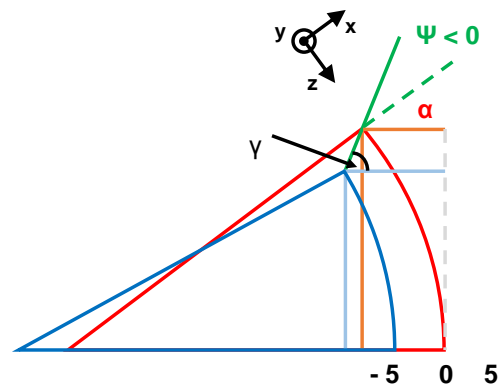
(a) Grundlegende Geometrie mit Sollbahn (rot) und Bahn mit Offset von -5 mm (blau)



(b) Definition der Größen für die Sollbahn



(c) Definition der Größen für die Bahn mit Offset von -5 mm



(d) Geometrie zur Bestimmung des Kantenwinkels

Abbildung 3.8.: Gezeigt wird die Geometrie zur Berechnung des magnetischen Kantenwinkels. Das gewählte Beispiel zeigt einen per Definition negativen Kantenwinkel.

Bestimmung der Multipolanteile entlang des Orbits

Gleichung (3.5) zeigt die Entwicklung eines Magnetfeldes nach Multipolkomponenten. Für die Bestimmung dieser Multipolanteile in einer Simulation kann man, analog zu einer realen Messung mit rotierender Spule (siehe Abschnitt 3.1.4), einen Kreis in der xy -Ebene um den Orbit legen. Die Magnetfeldkomponenten auf dieser Kreisbahn mit dem Referenzradius $r = r_0$ können nach Entwicklung in einer Fourierreihe als radiale beziehungsweise tangential Anteile geschrieben werden [49]:

$$\begin{aligned}
B_r(r_0, \phi) &= \sum_{n=1}^{\infty} (b_n(r_0) \sin(n\phi) + a_n(r_0) \cos(n\phi)) \\
B_\phi(r_0, \phi) &= \sum_{n=1}^{\infty} (b_n(r_0) \cos(n\phi) - a_n(r_0) \sin(n\phi))
\end{aligned} \tag{3.27}$$

mit den normalen Anteilen b_n und den skew Anteilen (schiefwinkligen beziehungsweise rotierten Anteilen) a_n .

Abhängig davon, ob mit der Messung der radiale oder tangentielle Anteil bestimmt wurde, wird das Signal auf die entsprechende Basis abgebildet. So erhält man bei Messung der radialen Komponente folgende Gleichungen zur Bestimmung der normalen Anteilen b_n und der skew Anteile a_n [49]:

$$\begin{aligned}
a_n(r_0) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B_r(r_0, \phi) \cdot \cos(n\phi) d\phi \\
b_n(r_0) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B_r(r_0, \phi) \cdot \sin(n\phi) d\phi
\end{aligned} \tag{3.28}$$

Wird die tangentielle Komponente bestimmt, so werden die einzelnen Anteile entsprechend über

$$\begin{aligned}
a_n(r_0) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B_\phi(r_0, \phi) \cdot \sin(n\phi) d\phi \\
b_n(r_0) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B_\phi(r_0, \phi) \cdot \cos(n\phi) d\phi
\end{aligned} \tag{3.29}$$

bestimmt. An der Form der Gleichungen ist zu erkennen, dass das gemessene Signal eine sinus- beziehungsweise cosinusartige Form besitzt. Der Index n steht für die je zu bestimmende Multipolkomponente.

Wenn man nun die Komponenten unabhängig vom Referenzradius r_0 betrachten möchte, so müssen die einzelnen Anteile im Falle der normalen Komponenten über

$$b_n = \frac{b_n(r_0)}{r_0^{n-1}} \tag{3.30}$$

berechnet werden [49]. Dabei entspricht in der vorliegenden Arbeit r_0 dem gewünschten Radius der GFR (5 mm).

Um die gesamte Wirkung der höheren Multipolanteile auf einen Strahl beim Durchqueren eines Magneten zu erhalten, werden die oben beschriebenen Messungen und Berechnungen entlang des Orbits durchgeführt und integriert. Wählt man eine hinreichend kleine Schrittweite für die Abstände zwischen den einzelnen Auswertungen erhält man so eine belastbare Aussage über den Verlauf der jeweiligen Anteile für die einzelnen Bahnen. Die korrekte Schrittweite kann dabei für den jeweiligen Fall durch das Finden eines konvergenten Ergebnisses bei Verkleinern der Schrittweite erzielt werden.

Um die relativen höheren Anteile zu erhalten, müssen beispielsweise bei einem Dipolmagnet die bestimmten Komponenten auf b_1 normiert werden.

3.1.4 Verschiedene Arten der Magnetfeldmessung

Es gibt verschiedene Möglichkeiten die magnetische Induktion zu messen. In dieser Arbeit werden zwei Methoden verwendet:

- Hall-Sonde: Basierend auf dem Halleffekt werden die magnetischen Felder mit Hilfe eines Halbleiterplättchens gemessen, das in das Magnetfeld eingebracht wird. Die resultierende Hallspannung kann entsprechend in ein Magnetfeld übertragen werden. Je nach Sondentyp können zum Halbleiterplättchen transversale oder axiale Felder gemessen werden.
- Rotierende Spule: Eine rotierende Spule besteht aus einer Messspule, die im Magnetfeld rotiert. Die bei diesem Vorgang induzierte Spannung kann anhand einer Kalibration in ein Magnetfeld überführt werden. Das Signal eignet sich entweder zur Absolutfeldmessung oder zur Bestimmung von Multipolanteilen. Dabei wird analog zu dem in Abschnitt 3.1.3 beschriebenem Vorgehen das Magnetfeld auf einer Kreisbahn gemessen. Das dabei entstehende sinus- beziehungsweise cosinus-artige Signal wird über eine diskrete Fouriertransformation in das Frequenzspektrum überführt. Bei Kenntnis der Rotationsfrequenz der Spule können so die einzelnen Anteile und ihre jeweiligen Stärken abgelesen werden.

3.2 Strahldynamik

3.2.1 Allgemeine Konzepte

Bei der Beschreibung von Teilchenbewegungen in einem Beschleuniger wird das Koordinatensystem so definiert, dass sich dessen Ursprung in z-Richtung (longitudinal) mit dem Sollteilchen mitbewegt. Dabei ist das Rechtssystem so orientiert, dass x die horizontale und y die vertikale Richtung festlegen, siehe dazu auch Abb. 3.9.

Der Ortsvektor \vec{r} eines Teilchens im mitbewegten System wird dann als

$$\vec{r} = x\vec{x}_0 + y\vec{y}_0 + c\tau\vec{z}_0 + \vec{R} \quad (3.31)$$

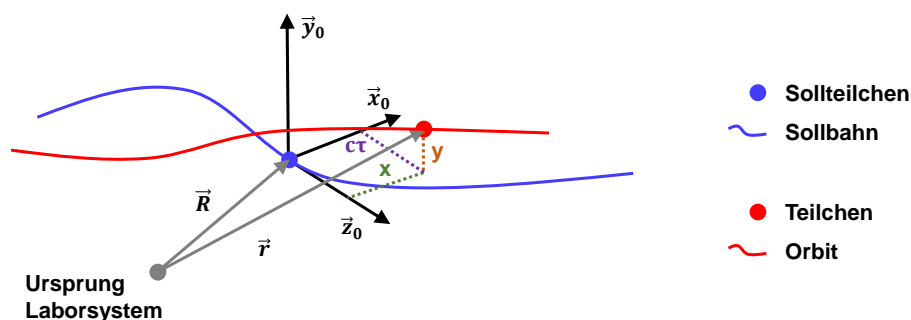


Abbildung 3.9.: Das verwendete Koordinatensystem der Strahldynamik wird gezeigt. Das Sollteilchen bewegt sich entlang des Sollorbits (blau). In diesem Sollteilchen liegt der Ursprung des mitbewegten Koordinatensystems, der sich durch Verschiebung über \vec{R} aus dem Ursprung des Laborsystems gewinnen lässt. Die Ablagen des Teilchens auf seinem Orbit (rot) werden in alle drei Richtungen definiert. Der Ortsvektor \vec{r} beschreibt direkt das betrachtete Teilchen.

angegeben mit den Ablagen in x und y , dem longitudinalen Abstand $c\tau$ und der Transformation \vec{R} des bewegten Koordinatenursprungs aus dem Ursprung des Laborsystems. Die Abweichungen in den drei Raumrichtungen werden immer bezüglich des Sollteilchens, also des Ursprungs des mitbewegten Systems, angegeben. Die Einheitsvektoren in den entsprechenden Richtungen sind \vec{x}_0 , \vec{y}_0 und \vec{z}_0 . Bewegt sich ein Teilchen durch den Beschleuniger, so beschreiben die Hill'schen Differentialgleichungen, die aus Gl. (3.1) und (3.31) hergeleitet werden können, die Bewegung:

$$\begin{aligned} x''(z) + \left[\frac{1}{\rho^2(z)} - k(z) \right] x(z) &= \frac{1}{\rho(z)} \frac{\Delta p}{p_0} , \\ y''(z) + k(z) y(z) &= 0 . \end{aligned} \quad (3.32)$$

mit dem Krümmungsradius der Dipole $\rho(z)$, der Quadrupolmagnetstärke $k(z)$ und der relativen Impulsabweichung $\Delta p/p_0$. Sie stellen die grundlegenden Gleichungen der linearen Strahl-optik dar und geben Auskunft über die Bewegung in horizontaler (x) und vertikaler Richtung (y) in Abhängigkeit von der longitudinalen Position z . Die komplette Herleitung der Hill'schen Differentialgleichungen kann in [50] gefunden werden. Bei der Herleitung fließen Vereinfachungen ein, wie eine ausschließliche horizontale Ablenkung der Teilchen oder nur kleine Abweichungen vom Sollimpuls. Nun kann für jedes Strahlführungselement in der linearen Strahl-optik eine Lösung der Hill'schen Differentialgleichungen gefunden werden. Die allgemeine Lösung der inhomogenen Hill'schen Differentialgleichungen in der xz -Ebene ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} x(z) &= C_x(z)x_0 + S_x(z)x'_0 + D_x(z)\frac{\Delta p}{p_0} , \\ x'(z) &= S'_x(z)x_0 + C'_x(z)x'_0 + D'_x(z)\frac{\Delta p}{p_0} . \end{aligned} \quad (3.33)$$

Dabei bezeichnet die Lösungen $C(z)$ eine cosinusartige, $S(z)$ eine sinusartige und $D(z)$ eine dispersive Funktion mit den jeweiligen Divergenzen $C'(z)$, $S'(z)$ und $D'(z)$. Die allgemeine Lösung in der yz -Ebene wird analog angegeben. Typischerweise wirken dispersive Elemente nur in der xz -Ebene, so dass bei der Lösung der yz -Ebene der inhomogene Anteil verschwindet. Diese Lösungen werden typischerweise in Matrixdarstellung geschrieben und als Transportmatrizen bezeichnet. Allen Transportmatrizen R der linearen Strahl-optik ist gemeinsam, dass gilt:

$$\det R = 1 . \quad (3.34)$$

Betrachtet man nun ein Teilchen im sechsdimensionalen Phasenraum, so lässt es sich über den folgenden Vektor charakterisieren:

$$\vec{r}_{\text{Phasenraum},0} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ c\tau \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

Die Einträge x und y stehen für die horizontale beziehungsweise vertikale Ablage, $c\tau$ beschreibt den longitudinalen Abstand des betrachteten Teilchens zum Sollteilchen. Neben den bereits bekannten Angaben des Ortsvektors gibt es noch die Divergenzen in alle drei Raumrichtungen, die die Darstellung im Phasenraum komplettieren: $x' = p_x/p_0$ für die transversale Divergenz, $y' = p_y/p_0$ für die vertikale Divergenz

und $\Delta p/p_0$ für die longitudinale Impulsabweichung. Die Transportmatrizen, die oben beschriebenen Lösungen der Hill'schen Differentialgleichungen für einzelne Strahlführungselemente, werden für den sechsdimensionalen Phasenraum definiert zu:

$$R = \begin{pmatrix} hh_{11} & hh_{12} & hv_{11} & hv_{12} & hs_{11} & hs_{12} \\ hh_{21} & hh_{22} & hv_{21} & hv_{22} & hs_{21} & hs_{22} \\ vh_{11} & vh_{12} & vv_{11} & vv_{12} & vs_{11} & vs_{12} \\ vh_{21} & vh_{22} & vv_{21} & vv_{22} & vs_{21} & vs_{22} \\ sh_{11} & sh_{12} & sv_{11} & sv_{12} & ss_{11} & ss_{12} \\ sh_{21} & sh_{22} & sv_{21} & sv_{22} & ss_{21} & ss_{22} \end{pmatrix} . \quad (3.36)$$

Die Buchstaben stehen für die einzelnen Beiträge in den verschiedenen Richtungen (h : horizontal, v : vertikal, s : longitudinal). Die gezeigte, allgemeine Transportmatrix zerfällt in neun Untermatrizen:

$$R = \begin{pmatrix} HH & HV & HS \\ VH & VV & VS \\ SH & SV & SS \end{pmatrix} . \quad (3.37)$$

Diese Untermatrizen definieren, welche der drei Richtungen miteinander koppeln. So beschreibt der „HS“-Block beispielsweise die Folgen der longitudinalen Parameter in der horizontalen Ebene. Häufig in dieser Arbeit verwendete Transportmatrizeinträge sind:

- r_{16} : transversale Dispersion - transversale Ablage in Abhängigkeit von der Impulsabweichung im Vergleich zum Sollteilchen
- r_{26} : Winkeldispersion - transversale Divergenz in Abhängigkeit von der Impulsabweichung im Vergleich zum Sollteilchen
- r_{56} : longitudinale Dispersion - longitudinale Ablage in Abhängigkeit von der Impulsabweichung im Vergleich zum Sollteilchen

Die 6x6 Transportmatrizen von gängigen Elementen der linearen Strahldynamik sind:

- Feldfreie Driftstrecke der Länge L ($k = 0$):

$$R_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

- In der xz-Ebene fokussierender Quadrupolmagnet ($k < 0$) der Länge L :

$$R_{\text{fok.Quadrupol}} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \Omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{|k|} \sinh \Omega & \cosh \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

- In der xz-Ebene defokussierender Quadrupolmagnet ($k > 0$) der Länge L:

$$R_{\text{defok.Quadrupol}} = \begin{pmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \Omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{k} \sinh \Omega & \cosh \Omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{|k|} \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

- Dipolmagnet der Länge L ($k = 0, \rho > 0$):

$$R_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \frac{L}{\rho} & \rho \sin \frac{L}{\rho} & 0 & 0 & 0 & \rho(1 - \cos \frac{L}{\rho}) \\ -\frac{1}{\rho} \sin \frac{L}{\rho} & \cos \frac{L}{\rho} & 0 & 0 & 0 & \sin \frac{L}{\rho} \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{c} \sin \frac{L}{\rho} & -\frac{\rho}{c}(1 - \cos \frac{L}{\rho}) & 0 & 0 & 1 & -\frac{\rho}{c}(1 - \sin \frac{L}{\rho}) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

- Kantenwinkelfokussierung eines Dipolmagneten um den Winkel ψ_i [50]:

$$R_{\text{Kante}, \psi_i} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \psi_i}{\rho} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan \psi_i}{\rho} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

mit $\Omega = \sqrt{|k|}L$.

Um nun die Transportmatrix eines Dipolmagneten mit Kantenwinkel zu erhalten, werden die entsprechenden Matrizen multipliziert:

$$R_{\text{Dipol,allg.}} = R_{\text{Kante,Austritt}} \cdot R_{\text{Dipol}} \cdot R_{\text{Kante,Eintritt}} \quad (3.43)$$

Wird ein Teilchen mit dem Vektor $\vec{r}_{\text{Phasenraum},0}$ aus Gl. (3.35) nun durch eine Strahlführung transportiert, so transformieren die Transportmatrizen aller Elemente den Vektor, so dass man den Strahlvektor am Ende der Strahlführung erhält:

$$\vec{r}_{\text{Phasenraum},E} = R_E \cdot \dots \cdot R_2 \cdot R_1 \cdot \vec{r}_{\text{Phasenraum},0} \quad (3.44)$$

Bei der Berechnung der Strahldynamik ist nun allerdings die Bewegung eines ganzen Teilchenensembles von Interesse. Unter der Annahme, dass die mittleren Abweichungen der Teilchen vom Sollteilchen einer Normalverteilung folgen und die Koordinaten unabhängig sind, kann ein Teilchenensemble als symmetrische 6x6 Strahlmatrix (Sigmamatrix) beschrieben werden:

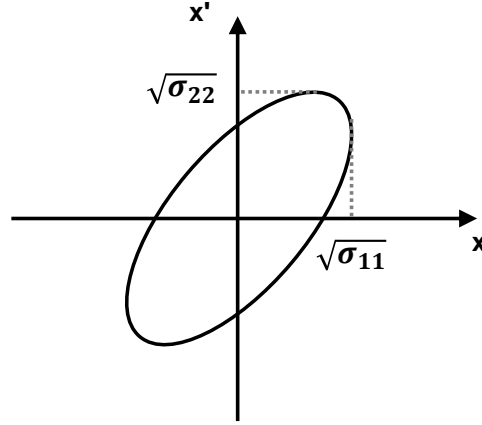


Abbildung 3.10.: Die zweidimensionale Phasenraumellipse in der x - x' Ebene wird gezeigt. Die Ellipse wird über die Einträge der Strahlmatrix definiert.

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} & \sigma_{14} & \sigma_{15} & \sigma_{16} \\ & \sigma_{22} & \sigma_{23} & \sigma_{24} & \sigma_{25} & \sigma_{26} \\ & & \sigma_{33} & \sigma_{34} & \sigma_{35} & \sigma_{36} \\ & & & \sigma_{44} & \sigma_{45} & \sigma_{46} \\ & & & & \sigma_{55} & \sigma_{56} \\ & & & & & \sigma_{66} \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

Im Phasenraum nimmt das Teilchenensemble das Volumen eines sechsdimensionalen Ellipsoids ein. Jede Koordinate wird durch eine Gaußverteilung beschrieben, so dass die Größe des Ellipsoids von den einzelnen σ -Umgebungen dieser Verteilungen vorgegeben wird. Die Determinante

$$\epsilon = \det(\sigma) \quad (3.46)$$

ist eine zum Phasenraumvolumen des Ellipsoids proportionale Größe und wird als Emittanz bezeichnet. Gemäß dem Satz von Liouville ist die Emittanz unter der Einwirkung von konservativen Kräften eine Erhaltungsgröße. Im Fall der linearen Strahldynamik und ohne beispielsweise beschleunigende Effekte ist dies also erfüllt. Der sechsdimensionale Phasenraum lässt sich in verschiedenen zweidimensionalen Projektionen abbilden wie beispielsweise x - y , x - x' oder y - y' . Das abgebildete Phasenraumvolumen hat die Form einer Ellipse und wird als Phasenraumellipse bezeichnet. Abbildung 3.10 zeigt beispielsweise die Darstellung der Phasenraumellipse für die horizontale Koordinate x .

Für den Transport eines Ensembles durch eine Strahlführung wird analog zur Transformation eines Strahlvektors nun die Strahlmatrix entsprechend der einzelnen Transportmatrizen transformiert:

$$\sigma_E = R_E R_{E-1} \cdots R_1 \sigma_0 R_1^T \cdots R_{E-1}^T R_E^T \quad . \quad (3.47)$$

Der hier beschriebene σ -Matrixformalismus stellt die Grundlage von dem in Abschnitt 3.2.3 vorgestelltem Programm XBEAM dar.

3.2.2 Bestimmung der Akzeptanz

Die Akzeptanz wird über das Volumen im sechsdimensionalen Phasenraum definiert, in dem alle Teilchenparameter liegen, die verlustfrei entlang der simulierten Strahlführung transportiert werden können. Die Akzeptanz kann, wie der Strahl auch, in die verschiedenen zweidimensionalen Phasenräume projiziert werden. Um die Akzeptanz zu berechnen werden beispielsweise in der xz -Ebene die Lösungen der Hill'schen Differentialgleichungen (siehe Gl. (3.33)) verwendet. Für die Ablage des Strahls $x(z)$ muss gelten

$$x(z) \leq \frac{A}{2} \quad , \quad (3.48)$$

sie muss also innerhalb der halben Apertur des Strahlrohrs bleiben. Für jede Stelle z , an der die Akzeptanz entlang der Strahlführung berechnet wird, werden nun verschiedene Startablagen des Teilchens x_0 verwendet. Für jede Ablage folgt die Startdivergenz der Ungleichung

$$x'_0 \leq \pm \left(\frac{A}{2S_x(z)} - \frac{C_x(z)}{S_x(z)} x_0 - \frac{D_x(z)}{S_x(z)} \frac{\Delta p}{p_0} \right) \quad (3.49)$$

So gibt es für jede Stelle der Auswertung eine positive und negative Lösung, die als Linien im x - x' Phasenraum dargestellt werden. Das gleiche Vorgehen wird für die Bestimmung der Akzeptanz des y - y' Phasenraums verwendet.

3.2.3 Simulationsprogramme: XBEAM und *elegant*

Es gibt viele verschiedene Programme, die die strahldynamische Simulation von einzelnen Elementen bis hin zu komplexen Strahlführungen ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit zwei verschiedenen Programmen gearbeitet.

XBEAM ist ein vom Institut für Kernphysik der TU Darmstadt entwickeltes Simulationsprogramm [51, 52], das den oben beschriebenen σ -Matrixformalismus verwendet und ausschließlich für Simulationen der linearen Strahloptik verwendet werden kann. Aufgrund der grafischen Benutzeroberfläche ermöglicht es eine sehr einfache und direkte Änderung von einzelnen Parametern der Strahlführungselemente. Die aktuelle Einstellung wird in Form von verschiedenen Grafiken live gezeigt. So können voreingestellte Darstellungen wie die Strahleinhüllenden oder die dispersiven Bahnen entlang des Orbits betrachtet werden. Alternativ können benutzerdefiniert Einträge der Transport- oder Strahlmatrix angewählt werden. XBEAM bietet auch die Möglichkeit verschiedene 2D-Projektionen des sechsdimensionalen Phasenraums entlang der Strahlführung zu betrachten oder Ergebnisse der Simulationen zu exportieren. Durch die Benutzeroberfläche ermöglicht XBEAM einen intuitiven Einstieg in Strahldynamiksimulationen oder aber auch eine einfache Überprüfung oder Findung von Einstellungen.

Ein mächtigeres Programm ist *elegant* (ELEctron Generation ANd Tracking) [53, 54], das Elektronenbunche erzeugt und durch eine Strahlführung trackt. Es wird an der „Advanced Photon Source“ am Argonne National Laboratory entwickelt und steht als Open Source Software zur Verfügung. Die einzelnen Elemente werden teils mit dem Matrixformalismus oder aber auch mit Integralen berechnet, es sind demnach auch Strahlführungselemente höherer Ordnung möglich. Des Weiteren bietet *elegant* sehr viele Möglichkeiten der Berechnungen, wie Toleranzbetrachtungen oder Optimierungen von Strahlführungsabschnitten hinsichtlich gegebener Größen. Die Bedienung ist komplexer, da mit verschiedenen editierbaren Dateien gearbeitet wird. Eine Datei (Strahlführungsdatei) definiert die Einstellung der Strahlführung, während eine weitere Datei festlegt, welche Operationen mit der Strahlführung ausgeführt werden sollen (Befehlsdatei). Über ein Skript lässt sich *elegant* starten und ermöglicht so entweder einen Export beliebiger Größen oder aber eine grafische Darstellung ausgewählter Parameter.

3.3 Energy-Recovery-Linac

Ein Energy-Recovery-Linac (ERL) ist ein speziell betriebener, rezirkulierender Linearbeschleuniger. Der Strahl wird zuerst auf eine gewünschte Energie beschleunigt. Durch die Nutzung von Rezirkulationen kann der Linearbeschleuniger mehrmals durchlaufen werden. Danach wird er für verschiedenste Experimente verwendet. Diese Experimente lassen sich in die Gruppen Teilchenkollision (Hochenergiephysik), Streuexperimente (Kernphysik) und Emission von Photonen (Erforschung kondensierter Materie) einteilen. Der Strahl, der eine sehr hohe Leistung besitzen kann, könnte nun in einen Strahlfänger geleitet und dort gestoppt werden. Hierzu wird typischerweise weitere Energie zum Kühlen des Strahlfängers benötigt. Alternativ kann der Strahl erneut den Linearbeschleuniger passieren und dabei abgebremst werden. Bei diesem Vorgang gibt er seine Energie in Form von Hochfrequenzfeldern an die Kavitäten zurück. Die so zurückgewonnene Energie dient der Beschleunigung von weiteren Teilchen. Dieser Prozess ist effizient und steigert den Wirkungsgrad, mit dem die elektrische Leistung der Hochfrequenzverstärker in tatsächliche Strahlleistung umgewandelt wird, wesentlich.

Bereits im Jahre 1965 wurde das Prinzip der Energierückgewinnung in einem supraleitenden Linearbeschleuniger vorgeschlagen [55]. Die erste erfolgreiche Energierückgewinnung in einer zuvor zur Beschleunigung verwendeten supraleitenden Kavität gelang im Juli 1986 an der Stanford Universität [56]. Später, um die Jahrtausendwende, wurde am Thomas Jefferson National Accelerator Laboratory (TJNAL) die Energierückgewinnung in einem rezirkulierenden Linearbeschleuniger während eines FEL Nutzerbetriebs realisiert [57]. Auch in diesem Beispiel erfolgte die Energierückgewinnung in den supraleitenden Hohlraumresonatoren, die zuvor zur Beschleunigung des Strahls eingesetzt wurden. Am TJNAL konnte des Weiteren erfolgreich gezeigt werden, dass durch den energierückgewinnenden Betrieb der Wirkungsgrad eines Linearbeschleunigers wesentlich erhöht werden kann [58, 59]. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit werden weltweit ERLs geplant, gebaut und betrieben.

Im Falle des S-DALINAC sind sowohl ein konventioneller als auch ein ERL Betrieb möglich. Im konventionellen Betrieb wird die Flugzeit der Bunche so eingestellt, dass diese exakt auf einem ganzzahligen Vielfachen von 360° Bezug nehmend auf die HF-Phase erneut in den Beschleuniger eintreffen. Damit werden die Bunche auf dem Maximum des Feldes beschleunigt. Wenn man diese Flugzeit nun so ändert, dass die Bunche um 180° phasenverschoben in den Hauptbeschleuniger eintreffen, so sitzen sie auf dem Minimum des HF-Feldes und werden gebremst. Abbildung 3.11 veranschaulicht dies.

Sitzen Teilchen auf dem Maximum des HF-Feldes, entziehen diese durch die Beschleunigung dem in der Kavität schwingendem Feld Leistung, die dann durch einen Verstärker wieder zurückgeführt wird. Wenn die Teilchen nun auf dem Minimum eintreffen, so geben sie ihre Leistung beim Bremsen an die Kavität ab. Dieser Prozess ist relativ verlustfrei möglich, so dass der nächste ankommende Bunch über die zurückgewonnene Leistung des abgebremsten Bunches beschleunigt wird. In diesem Fall gleicht der Verstärker nur noch die Verluste aus. Dies hat nun den Vorteil, dass deutlich weniger Leistung zur Beschleunigung von beispielsweise hohen Strömen benötigt wird und zeitgleich der gebremste Strahl aufgrund der deutlich verringerten Energie sehr viel einfacher gestoppt werden kann. ERLs ermöglichen also einen verhältnismäßig günstigen Betrieb von Hochstromlinearbeschleunigern, wie sie beispielsweise für die neuste Generation von Freie-Elektronen-Lasern (FEL) benötigt werden. Man muss allerdings beachten, dass der für den rezirkulierenden Hauptbeschleuniger geplante Strahlstrom im konventionell betriebenen Injektor bei vollem Verbrauch der benötigten HF-Leistung beschleunigt werden muss.

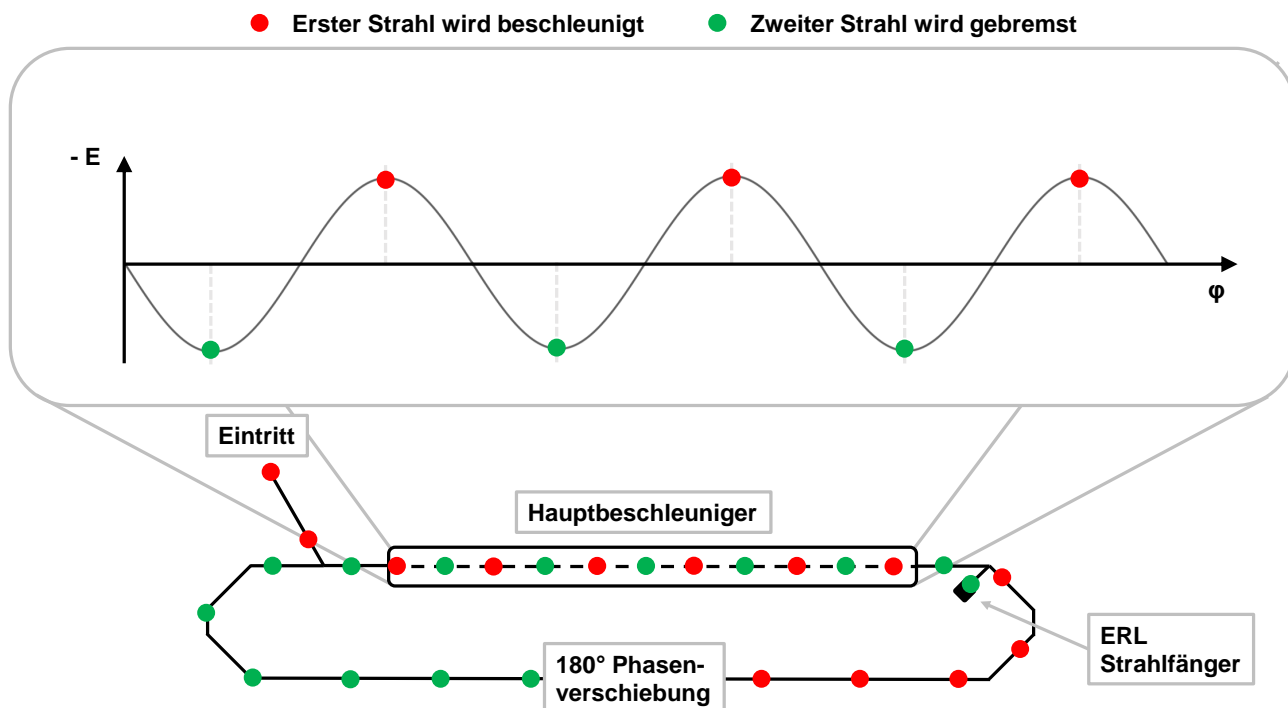


Abbildung 3.11.: Das Schema eines ERLs wird am Beispiel des einfach-rezirkulierenden ERL-Betriebs am S-DALINAC gezeigt. Der Strahl kommt vom Injektorbeschleuniger und wird bei der ersten Durchquerung des Hauptbeschleunigers auf dem Maximum des HF-Feldes beschleunigt (rot). In der zweiten Rezirkulation wird die Phase des Strahls um 180° relativ zu der HF-Phase verschoben. Bei der zweiten Durchquerung befindet sich der Strahl nun auf dem Minimum des HF-Feldes und gibt seine Energie zurück an die Kavitäten (grün). Dabei wird der Strahl auf Injektorenergie abgebremst, bevor er im ERL-Strahlfänger gestoppt wird.

4 Auslegung und Vermessung der Strahlführungsmagnete

Die neue Strahlführung des S-DALINAC befindet sich zwischen den beiden bereits existierenden Rezirkulationen und erfordert eine Anpassung dieser und des vorderen Bereichs der Extraktionsstrahlführung. Für den Aufbau einer neuen Rezirkulation, die eine zusätzliche Nutzung des Hauptbeschleunigers ermöglicht, werden ausführliche Simulationen zur Auslegung von Magneten und der Magnetoptik benötigt. Des Weiteren müssen alle benötigten Elemente hergestellt und gemessen werden, bevor sie eingebaut und genutzt werden können. In diesem Kapitel werden zunächst die erreichbaren Energiebereiche und Betriebsmodi mit drei Rezirkulationen vorgestellt. Der Einbau der neuen Strahlführung erfordert die Montage neuer Magnete. Im weiteren Verlauf wird auf Auslegung, Bau und Vermessung dieser Magnete eingegangen.

4.1 Strahlenergiebereiche und möglicher Strahlstrom

Im zweifach-rezirkulierenden Aufbau des S-DALINAC lag mit einem Designbeschleunigungsgradienten von 5 MV/m der mögliche Energiegewinn des Injektorbeschleunigers bei 10 MeV und bei 40 MeV für den Hauptbeschleuniger. Durch die Reduktion des Designgradientens auf 3,8 MV/m ergeben sich damit ein Energiegewinn von bis zu 7,6 MeV für den Injektor- und 30,4 MeV für den Hauptbeschleuniger. Aus dieser Tatsache sowie der Erweiterung um eine zusätzliche Rezirkulation mit den dafür nötigen Änderungen folgt eine neue Zusammenstellung der möglichen Strahlenergien in Abhängigkeit des gewählten Betriebsmodus. Es muss dabei zwischen den Modi „einfacher Durchschuss“, „einfach-rezirkuliert“ sowie „dreifach-rezirkuliert“ unterschieden werden, die näher in Kap. 2.2 vorgestellt werden. Eine Übersicht über die resultierenden Energiebereiche gibt Tab. 4.1. Aufgrund der unveränderten Längenverhältnisse der supraleitenden Beschleuniger (Injektor- und Hauptbeschleuniger) wurde in der Planung auch das Energieverhältnis beibehalten. Es ist allerdings zu beachten, dass im Modus „einfach-rezirkuliert“ je eine Bahn ausgelassen wird und sich damit das Energieverhältnis von Injektor- zu Hauptbeschleuniger von $1/4$ auf $1/8$ verändert. Der Strahl wird also nach der ersten Beschleunigung direkt in die zweite Rezirkulation und nach der zweiten Beschleunigung in die Extraktionsstrahlführung abgelenkt. Die Angaben der Tabelle decken die wahrscheinlichsten Betriebssituationen ab. Es ist zu erkennen, dass der Energiebereich von 10 MeV – 130 MeV lückenlos für Experimente zur Verfügung steht.

Bei der Berechnung des erreichbaren Strahlstroms muss zwischen zwei Leistungsbilanzen unterschieden werden:

1. Bilanz Heliumsystem: Gibt einen Überblick über die Verlustleistung von beispielsweise Kavitäten oder Kryostatmodulen im Vergleich zu der vom Heliumverflüssiger bereitgestellten Kälteleistung. In diese Bilanz gehen die Feldstärke sowie die Güte der Resonatoren ein.
2. Bilanz Hochfrequenzsystem: Vergleicht die von den Kavitäten zur Beschleunigung des Strahls mit einem entsprechenden Strahlstrom benötigte Leistung mit der von den Hochfrequenzverstärkern zur Verfügung gestellten möglichen Leistung. Der Strahl entzieht den Kavitäten eine gewisse Leistung, die sich aus dem Gesamtstrahlstrom aller Strahlen und den elektrischen Feldern der Kavitäten ergibt. Diese Leistung wird auf die supraleitenden HF-Verluste aufaddiert.

Tabelle 4.1.: Die Tabelle gibt Auskunft über die je nach Modus theoretisch möglichen Energiebereiche. Die angegebenen Werte sind auf die erste Nachkommastelle gerundet.

End-Energie _{gesamt} in MeV	E_{kin} Injektor in MeV	E_{kin} Hauptbeschl. in MeV	Modus
49,2 (34,5) ¹ bis 122,4 (129,7) ²	2,0 bis 7,6	8,0 bis 30,4	dreifach-rezirkuliert
34,5 bis 65,1	2,0 bis 3,8	16,0 bis 30,4	einfach-rezirkuliert
10,5 bis 38,0	2,0 bis 7,5	8,0 bis 30,0	einfacher Durchschuss

Im Falle eines ERLs (siehe Kap. 3.3) kann in dem relevanten Beschleunigerabschnitt nahezu die komplette Leistung der Hochfrequenz-Verstärker für einen entsprechend hohen Strahlstrom verwendet werden. In einem konventionell betriebenen Linearbeschleuniger fließt ein großer Teil der Leistung in die innerhalb der Kavitäten angeregten Felder. Es gibt Berührungspunkte zwischen den beiden Bilanzen, so sorgt zum Beispiel eine höhere durch das Hohlleiter-System zur Kavität transportierte Leistung auch in den Koaxial- beziehungsweise Hohlleiter-Elementen, die im kryogenen Bereich liegen, für eine höhere Verlustleistung an das Heliumsystem. Zur Vereinfachung wird jetzt davon ausgegangen, dass beide Bilanzen voneinander entkoppelt sind. Tabelle 4.2 vergleicht die Parameter des zweifach rezirkulierenden mit denen des dreifach rezirkulierenden Aufbaus. Es ist klar ersichtlich, dass es durch die Reduktion des Gradienten möglich ist, einen Strahl mehr im Hauptbeschleuniger zu beschleunigen ohne dabei den maximal möglichen Strom nennenswert zu reduzieren. In der Praxis werden allerdings geringere Beschleunigungsfelder in den Kavitäten für kleinere Supraleitungsverluste sorgen, wodurch eine Reserve in der elektrischen Leistung innerhalb der Kavität entsteht. Es kann also mehr Leistung der Hochfrequenzverstärker in den Strahl einfließen und damit einen höheren Strahlstrom ermöglichen.

Tabelle 4.2.: Diese Tabelle vergleicht den möglichen Strahlstrom des zweifach rezirkulierenden Aufbaus mit dem dreifach rezirkulierenden Aufbau. Aufgrund der Reduktion des Beschleunigungsgradienten bei gleichbleibender in der Kavität zur Verfügung stehender elektrischer Leistung bleibt der mögliche Strahlstrom bei insgesamt vier statt drei Strahlen im Hauptbeschleuniger nahezu identisch.

Parameter	zweifach	dreifach
Beschleunigungsgradient in MV/m	5,0	3,8
Spannung bei effektiver Länge von 1 m in MV	5,0	3,8
Strahlstrom pro Strahl in μA	20,00	$\approx 19,74$
Gesamtstrahlstrom in μA	60,00 (3 Strahlen)	$\approx 78,95$ (4 Strahlen)
Elektrische Leistung in der Kavität in W	300	300

¹ Aufgrund von Flugzeiteffekten und der möglichen Weglängen Anpassung in der ersten Rezirkulation ist die minimal mögliche Gesamtenergie in der aktuellen Konfiguration erhöht (siehe Abschnitt 6.2.3).

² Die Dipolmagnete der äußersten Rezirkulation müssen ca. 6% oberhalb ihrer bei der Designstromstärke gemessenen Magnetfeldes betrieben werden. Dies wird vermutlich kein Problem darstellen und die maximale Energie nicht beschränken. Des Weiteren muss EOBM01 mit einem ca. 1,5% erhöhtem Feld betrieben werden, da sonst die maximal mögliche Gesamtenergie auf 128,2 MeV beschränkt wird.

4.2 Auslegung des Separations- und Rekombinationsdipols

Im Rahmen von [11] wurden Studien durchgeführt, an welcher Position in der Beschleunigerhalle sich eine weitere Rezirkulation verwirklichen lässt. Die effizienteste Lösung hinsichtlich der Nutzung existierender Strahlführungsmagnete bei gleichzeitiger Maximierung der erreichbaren Gesamtenergie ergab sich, wenn die neue Rezirkulation zwischen die beiden existierenden Rezirkulationen gebaut wird. Als Ablenkwinkel werden hierbei vier Mal 45° pro Bogen gewählt. Diese Erweiterung des S-DALINAC definiert allerdings auch neue Anforderungen an den Separationsdipol sowie seine gespiegelte Variante, den Rekombinationsdipol, die gegen neue Versionen ausgetauscht werden. Sie stellen die beiden komplexesten Dipolmagnete am S-DALINAC dar. Im Folgenden wird aufgrund der Spiegelsymmetrie nur vom Separationsdipol gesprochen. Die im Folgenden getroffenen Aussagen gelten jedoch ohne Einschränkung ebenfalls für den Rekombinationsdipol. Der Separationsdipol bezeichnet den Dipolmagneten, der nach dem Durchqueren des Hauptbeschleunigers die Strahlen in Abhängigkeit von ihrer jeweiligen Energie in die entsprechende Rezirkulation beziehungsweise Extraktion ablenkt. Die Auslegung dieser Magnete stellte eine der größten Herausforderungen dieses Projekts dar. Im Folgenden werden Auslegung, Bau und Vermessung näher beschrieben.

4.2.1 Entwurfsprozess

Der ehemalige Separationsdipol war entsprechend seiner Verwendung für die Ablenkung des Strahls in zwei Rezirkulationen und die Extraktionsstrahlführung optimiert. Durch das Hinzufügen einer weiteren Rezirkulation entstanden für einen neuen Separationsdipol mehrere Randbedingungen. Die offensichtlichste Änderung hierbei ist zunächst das Hinzufügen eines Ausgangs für die neue Strahlführung. Des Weiteren ändern sich in den beiden bestehenden Rezirkulationen die Energien der Sollbahnen sowie deren Energieverhältnisse. Da für alle drei existenten Strahlführungen (inklusive Extraktionsstrahlführung) der Ablenkwinkel fest gehalten werden muss und sich bei zwei von drei Abgängen die transportierte Strahlenergie ändert, hat dies gravierende Folgen für den ehemaligen Aufbau des S-DALINAC. Zunächst kann die magnetische Induktion des neuen Dipolmagnets lediglich so angepasst werden, dass eine der drei Strahlführungen ihre Position behält. Durch Festlegung dieser Bahn ist das zur Ablenkung benötigte Magnetfeld des Dipolmagnets und damit die magnetischen Längen aller anderen Bahnen ebenfalls definiert. Für die jeweils beiden anderen existierenden Bahnen bedeutet dies bei identischem Ablenkwinkel allerdings einen Parallelversatz und damit einen Umbau der kompletten Rezirkulationsstrahlführung beziehungsweise des kompletten ersten Abschnitts der Extraktionsstrahlführung. Die Entscheidung, welche Bahn festgehalten werden soll, fiel im Rahmen von [11] aus diversen praktischen Aspekten auf eine Anpassung an die äußerste Rezirkulation, die damit ihre Position behalten kann. Zur weiteren Optimierung der Polschuhform des neuen Separationsdipols wurde bereits in [11] der Ablenkwinkel für die Extraktionsstrahlführung von $25,234^\circ$ auf zwischenzeitlich 28° verändert, was ebenfalls zusätzlich zum Parallelversatz des vorderen Bereichs der Extraktionsstrahlführung berücksichtigt werden musste. Die Wahl der optimalen Parameter zeigte sich im Laufe der langen Entwurfphase als äußerst schwierig. Manche Aspekte wurden in diesem Prozess mehrmals komplett überarbeitet und es lagen diverse Entwurfsstadien für den Separationsdipol vor. Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich zwischen dem Bereich des ehemaligen Separationsdipols und einem entsprechenden Ausschnitt mit der finalen Version dieses Dipolmagnets.

Die Hauptstationen des kompletten Entwicklungsprozesses werden im Folgenden vorgestellt. Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die Wandlung der Parameter während des Entwurfprozesses. Des Weiteren wurde ebenfalls festgelegt, dass für alle drei im Folgenden behandelten Kriterien an die Homogenität des Feldes eine obere Grenze gelten muss:

- Transversale Homogenität: $\leq 1 \cdot 10^{-3}$
- Longitudinale Homogenität: $\leq 1 \cdot 10^{-3}$

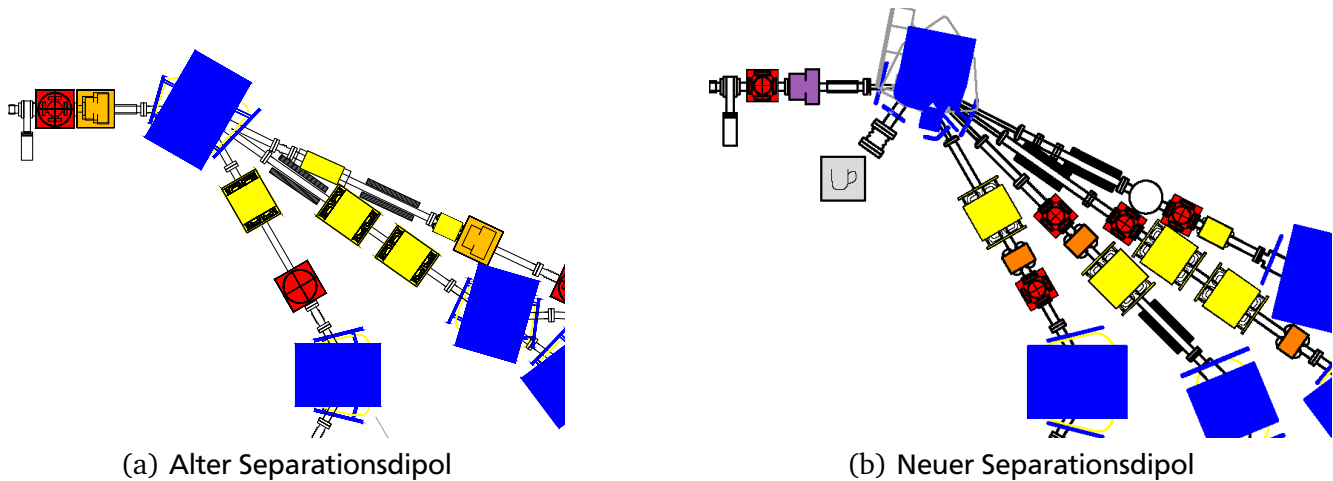


Abbildung 4.1.: Die Bereiche um den alten und neuen Separationsdipol werden im Vergleich gezeigt. Es ist zu erkennen, dass das Hinzufügen einer Rezirkulation den Platz am Austritt des Separationsdipols deutlich eingeschränkt hat.

- Summe der integrierten Multipolanteile: $\leq 1 \cdot 10^{-3}$

Die Quadrupolmagnetkomponente ist aufgrund des Kantenwinkels erhöht, darf aber zusammen mit den anderen Multipolanteilen die gegebenen Grenzen nicht überschreiten.

Zu Beginn des Projekts lag ein Entwurfsvorschlag aus [11] vor, der in Abb. 4.2 gezeigt wird. Dieser Entwurf wurde auf eine möglichst einfache Polform ausgelegt, brachte aus diesem Grund aber sehr extreme Kantenwinkel mit sich (siehe Tab. 4.3). Der starke Eintrittskantenwinkel resultierte aus den Strahldynamiksimulationen und diente als Ausgleich der Austrittskantenwinkel. Im Rahmen dieser Arbeit wurde aus diesem Grund in Zusammenarbeit mit dem Hersteller der Magnete und dem TEMF ein komplett neues Magnetdesign entwickelt. Die Ziele waren, ein realisierbares Modell zu entwerfen, das bezüglich der strahldynamischen Vorgaben und der Feldqualität die Anforderungen erfüllt. Für eine erste Annäherung wurden zunächst die Kantenwinkel aller ein- und auslaufenden Strahlen auf 15° gesetzt. Ausgehend von diesem Entwurf wurde das Modell weiterentwickelt. Die elektromagnetischen Feldsimulationen wurden mit CST EM Studio, die Simulationen der Teilchenbahnen mit CST Particle Studio [48] durchgeführt. Die Entscheidung über die Qualität eines Entwurfs wurde dabei typischerweise auf Basis der in Abschnitt 3.1.3 vorgestellten Methoden getroffen.

Die Version „Kantenwinkel 15° “ wurde zunächst als Grundform ganz ohne Fasen modelliert. Zusätzlich wurde der Extraktionswinkel auf 27° gesetzt. Mit Hilfe von CST Optimierungsalgorithmen wurden die Kanten des Jochs so mit Fasen oder Rundungen bearbeitet, dass die Feldqualität optimiert wurde und zeitgleich die Strahlen verschiedener Energien korrekt abgelenkt werden. Abbildung 4.3 zeigt die daraus resultierende Form des Arbeitsentwurfs *V1 M. Arnold*, während Tab. 4.3 die abgeänderten Spezifikationen zeigt. Zusätzlich wurde hier der ERL-Strahl zur Veranschaulichung hinzugefügt, für ihn gibt es keine Spezifikationen. Er wird wenige Zentimeter nach dem Austritt aus dem Separationsdipol in einem Strahlfänger gestoppt und stellt damit keine besonderen Bedingungen an die Qualität des Magnetfeldes. Es zeigte sich, dass die Rundung im Bereich von Strahl S nicht gefertigt werden kann und die Struktur an der Austrittskante von den Strahlen T und E eventuell ebenfalls problematisch bei der Fertigung wäre. Des Weiteren resultierte nach der Optimierung ein verschwindender geometrischer Kantenwinkel für Strahl T und E. Aufgrund der fehlenden Fasen war zusätzlich der komplette Jochbereich um die Strahlen S, T und E gesättigt. Weitere Optimierungen waren also unerlässlich.

Der Arbeitsentwurf *V1 M. Arnold* wurde daher weiter optimiert (siehe dazu auch Abb. 4.4). Der Schlüssel bei diesen Optimierungen war das Einbringen von speziellen Spiegelplatten zur Schirmung. Die außen um das Joch verlaufenden Spiegelplatten waren bis jetzt bei allen Entwürfen vorhanden und haben le-

Tabelle 4.3.: Diese Tabelle zeigt die Historie und Wandlung der Spezifikationen des neuen Separations- und Rekombinationsdipols und enthält keine finalen Parameter. Es werden die Strahlenergie E_{kin} , der Ablenkradius ρ , der Ablenkwinkel α , der magnetischen beziehungsweise geometrische Ein- und Austrittskantenwinkeln $\psi_{\text{ein,aus,mag,geo}}$ sowie die magnetischen Länge angegeben.

Zeitpunkt	Parameter	Strahl F	Strahl S	Strahl T	Strahl E
Allgemein	E_{kin} in MeV	38,25	68,85	99,45	130,05
	ρ in mm	189,7	341,4	493,2	644,9
Spezifikationen zu Beginn	α in $^{\circ}$	60,000	45,000	35,035	28,000
	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in $^{\circ}$	42,46	42,46	42,46	42,46
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in $^{\circ}$	-41,15	-41,52	-19,75	-26,78
	l_{mag} in mm	198,6	268,2	301,6	315,2
Arbeitsentwurf V1 M. Arnold	α in $^{\circ}$	60,000	45,000	35,035	27,000
	$\psi_{\text{ein,geo}}$ in $^{\circ}$	15,00	15,00	15,00	15,00
	$\psi_{\text{aus,geo}}$ in $^{\circ}$	15,00	15,00	15,00	15,00
	l_{mag} in mm	frei	frei	$301,6 \pm 1$	frei

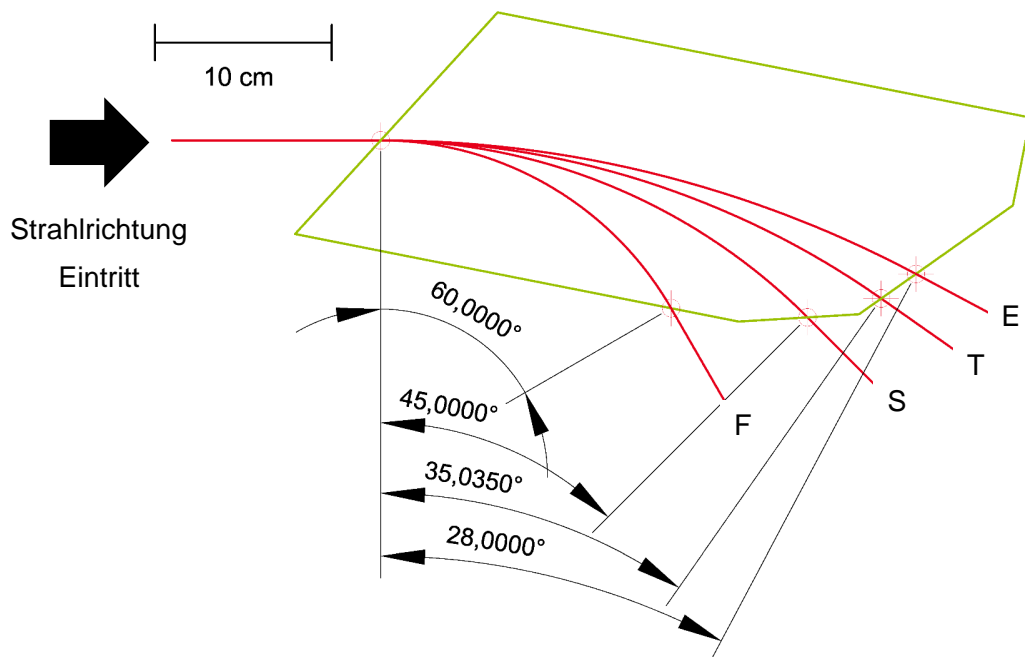
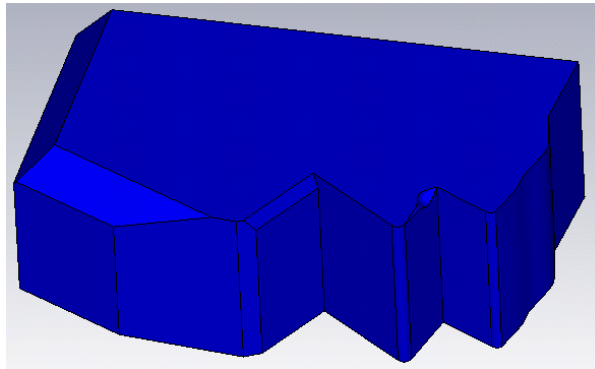
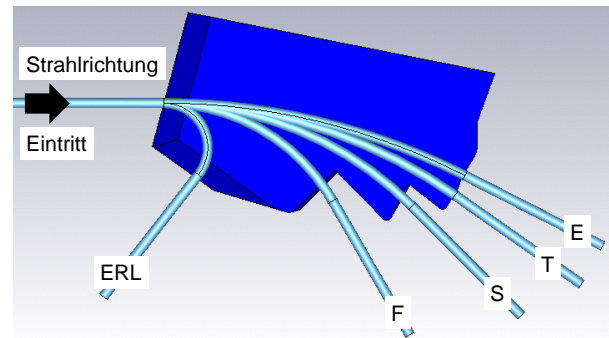


Abbildung 4.2.: Gezeigt ist der Entwurf zur Polschuhform des Separationsdipols aus den Spezifikationen zu Beginn mit den einzelnen Strahlen (modifiziert aus [11]).



(a) Untere Hälfte Polschuh



(b) Untere Hälfte Polschuh mit eingeblendeten Strahltrajektorien

Abbildung 4.3.: Der Arbeitsentwurf V1 M. Arnold wird gezeigt (Simulation mit CST EM Studio [48]).

diglich minimal ihre eigene Form verändert (Spiegelplatten 1, 2, 4, 7 und 8 aus Abb. 4.4). Da aber die Austrittsbereiche der Strahlen nur eine sehr schmale Jochbreite besitzen, wurden diese Gebiete durch das Einbringen zusätzlicher Spiegelplatten zwischen den Strahlen F und S (Spiegelplatte 5 aus Abb. 4.4) und zwischen den Strahlen S und T (Spiegelplatte 6 aus Abb. 4.4) voneinander getrennt. Zusätzlich verläuft Strahl F ein großes Stück in einem Gebiet zwischen Joch und Spule, das aufgrund der Jochform entstanden ist. Damit die Spule keine unerwünschten Auswirkungen auf diesen Strahl hat, wurden höhere Multipolanteile in diesem Bereich weiter durch das Einbringen von einem Spiegelplattenpaar reduziert (Spiegelplatte 3 aus Abb. 4.4), das die Spule von dem Bereich zwischen den Polschuhen abschirmt. Abbildung 4.4 gibt einen Überblick über die einzelnen Spiegelplatten, die in dieser Form Teil der finalen Version sind.

Durch diese zusätzlichen Spiegelplatten gab es weitere Freiheitsgrade beim Entwurf, wie beispielsweise die Position, Rotation oder Dicke der einzelnen Spiegelplatten. Wenn diese Platten zum Beispiel zu dick ausgelegt werden, verringern sie im Bereich zwischen den Polschuhen die magnetische Feldstärke. Also müssen sie so dünn gewählt werden, dass sie selbst gesättigt sind. Aufgrund der großen Distanz zu den einzelnen Strahlen und der positiven Wirkungen auf die Feldhomogenität wurde dieses Vorgehen als sinnvoll erachtet. In Tab. 4.4 wird auf Basis des finalen Entwurfs aus Abschnitt 4.2.2 gezeigt, dass ein komplettes Fehlen je einer dieser zusätzlichen Spiegelplatten zwischen den Strahlen beziehungsweise zwischen den Spulen eine deutliche Verschlechterung der Feldhomogenität zur Folge hätte. Dabei wurde der durch die Änderung der Geometrie erhaltene Wert von dem entsprechenden Ausgangswert des finalen Entwurfs abgezogen. Beispielsweise zeigen manche höheren Multipolanteile bei Entfernen der Spiegelplatten zum Abschirmen der Spulen an Strahl F positive Differenzen und damit sogar eine Verbesserung des Werts bei Fehlen dieser Platte. Allerdings dominiert die resultierende Verschlechterung in der Quadrupolkomponente, die den Ausschlag für das Montieren dieser Spiegelplatten gab. Die Spalte mit den Änderungen der magnetischen Längen zeigt, wie hoch der Einfluss auf das Feldintegral ist. Die Wechsel zwischen einer Version mit und ohne solch einer Spiegelplatte bedeutete eine Anpassung der Jochlänge in diesem Bereich zur Korrektur der Ablenkung dieses Strahls. Bei gleichbleibender magnetischer Induktion werden alle anderen Strahlen, die nicht von der Spiegelplatte beeinflusst werden, weiterhin in ihre jeweiligen Bahnen abgelenkt.

Zusätzlich erfolgte eine erneute Optimierung aller Kanten und eine Anpassung der Jochlängen für die einzelnen Strahlen, so dass alle Strahlen korrekt in ihre jeweilige Bahn abgelenkt wurden. Leider brachten diese zusätzlichen Spiegelplatten zwischen den Strahlen den Nachteil mit sich, dass die Größe der möglichen Vakuumkammer in diesem Bereich deutlich eingeschränkt ist. Ein Innendurchmesser von 16mm ist für den Elektronenstrahl des S-DALINAC aber akzeptabel. Abbildung 4.5 zeigt den finalen Entwurf sowohl in einem horizontalen Querschnitt als auch die Lage der Sollbahnen.

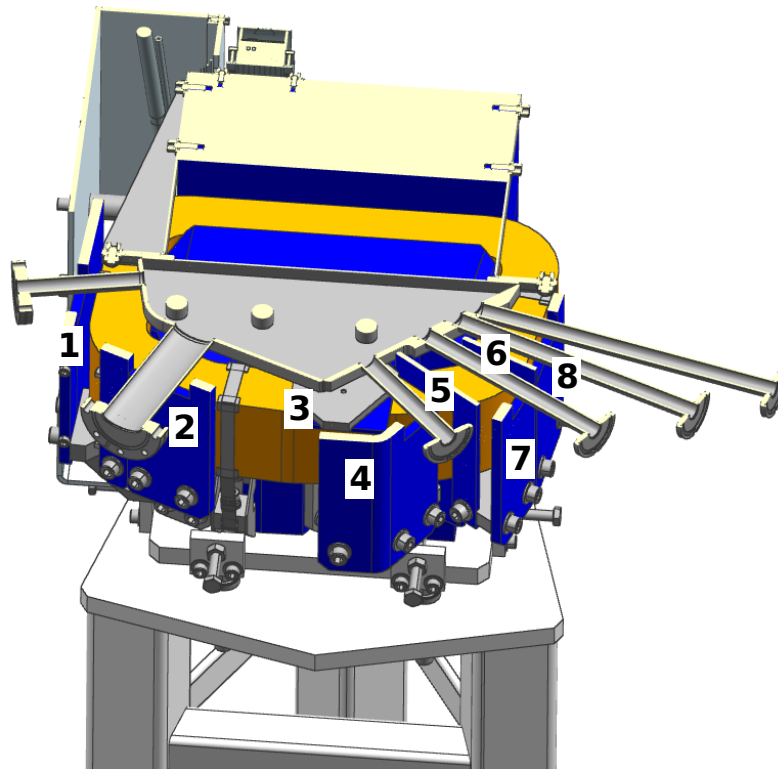
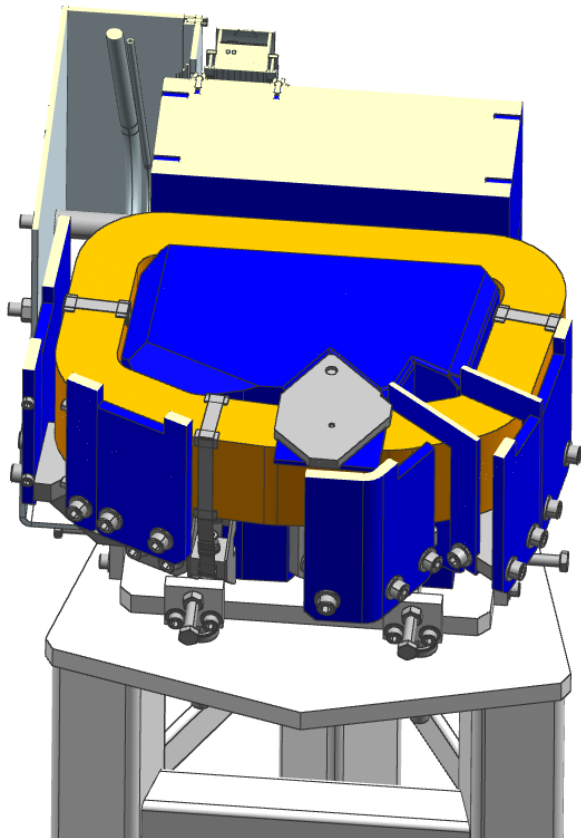
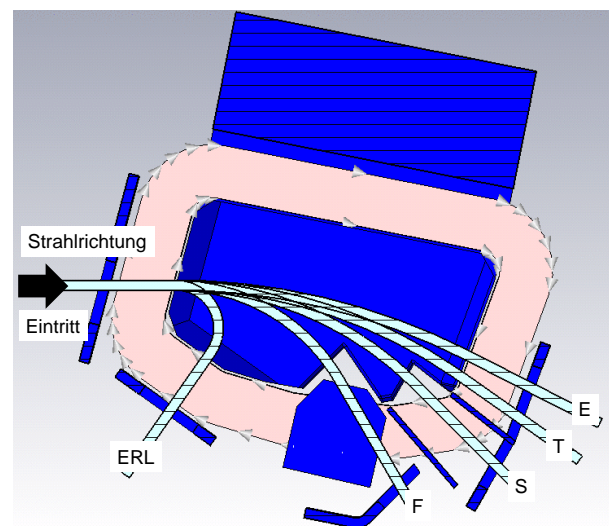


Abbildung 4.4.: Ein Querschnitt in der finalen technischen 3D-Version des Separationsdipols ist zu sehen. Alle ferromagnetischen Elemente des Dipolmagnets sind in blau gefärbt, vor allem die verschiedenen Spiegelplatten sind gut zu erkennen. Die Aufgaben beziehungsweise Zuordnungen der einzelnen Spiegelplatten sind: 1 (Eintrittsachse), 2 (Austritt ERL-Strahl), 3 (Schirmung Spulenbereich für ersten Strahl), 4 (Austritt Strahl F), 5 (Schirmung zwischen Strahl F und S), 6 (Schirmung zwischen Strahl S und T), 7 (Austritt Strahl S), 8 (Austritt Strahl T und E) (erhalten von [60]).



(a) Der Separationsdipol im horizontalen Querschnitt ohne Vakuumkammer mit sichtbarem Polschuh (erhalten von [60]).



(b) Diese Abbildung zeigt die Lage der Sollröhren, die mit dem Radius einer GFR (5 mm) den Orbit umschließen.

Abbildung 4.5.: Diese Abbildungen zeigen anhand der finalen 3D-Modelle die Polschuhform und die Lage aller Orbits im Joch.

Tabelle 4.4.: Entfernt man je eine der Spiegelplatten zwischen den einzelnen Strahlen beziehungsweise zwischen den Spulen, so erkennt man eine deutliche Verschlechterung in den gezeigten Parametern. Die Werte ziehen den durch die Änderung erhaltenen Wert vom Ausgangswert des finalen Entwurfs ab. Die Nummerierung der Spiegelplatten basiert auf Abb. 4.4 (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Macro [61]).

Spiegelplatte	Strahl	Δl_{mag} in mm	$\Delta B_2/B_1$	$\Delta B_3/B_1$	$\Delta B_4/B_1$	$\Delta B_5/B_1$
3 (Spule)	F	-0,38	$-7,77 \cdot 10^{-4}$	$8,81 \cdot 10^{-5}$	$7,23 \cdot 10^{-7}$	$1,68 \cdot 10^{-8}$
5 (F und S)	F	-1,59	$-3,70 \cdot 10^{-4}$	$-1,67 \cdot 10^{-5}$	$-5,39 \cdot 10^{-7}$	$-1,17 \cdot 10^{-8}$
	S	-1,17	$-1,07 \cdot 10^{-4}$	$-2,86 \cdot 10^{-5}$	$-9,85 \cdot 10^{-7}$	$-7,02 \cdot 10^{-8}$
6 (S und T)	S	-3,39	$-7,53 \cdot 10^{-4}$	$-2,62 \cdot 10^{-5}$	$-6,83 \cdot 10^{-7}$	$1,74 \cdot 10^{-8}$
	T	-3,36	$-6,84 \cdot 10^{-4}$	$3,01 \cdot 10^{-5}$	$8,74 \cdot 10^{-7}$	$1,67 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 4.5 zeigt abschließend die summierten höheren Multipolanteile der Hauptversionen im gemeinsamen Vergleich. Wie deutlich zu sehen ist wurden die Werte der Strahlen F, S und T durch den Entwurfsprozess optimiert. Lediglich der Extraktionsstrahl E hat im finalen Entwurf nicht seinen optimalen Wert. Der Grund hierfür lag an der eben beschrieben nicht fertigbaren Struktur auf der Austrittskante, die ersetzt werden musste.

Tabelle 4.5.: Diese Tabelle vergleicht die addierten höheren Multipolanteilen von verschiedenen Entwürfen des Separationsdipols für alle Strahlen (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Macro [61]).

$\sum_{n=2}^5 B_n/B_1$	Strahl	Arbeitsversion V1 M. Arnold	Endversion M. Arnold
	F	$14,7 \cdot 10^{-4}$	$6,22 \cdot 10^{-4}$
	S	$15,9 \cdot 10^{-4}$	$7,98 \cdot 10^{-4}$
	T	$2,14 \cdot 10^{-4}$	$1,35 \cdot 10^{-4}$
	E	$3,08 \cdot 10^{-4}$	$8,89 \cdot 10^{-4}$

Der während dieser Arbeit fertig gestellte Entwurf wurde dann vom Hersteller auf technische Realisierbarkeit überprüft und entsprechend weiter bearbeitet, so dass der Dipolmagnet gebaut werden konnte. Insbesondere wurden technische Konstruktionszeichnungen entworfen, die auch Positionen von Bohrungen, Schrauben und Justagebolzen beinhalten. Die so entstandene 3D-Datei wurde zur abschließenden Kontrolle ein weiteres Mal simuliert. Die Ergebnisse liegen sehr nah an den damals erreichten Werten, wie beispielsweise der Vergleich der addierten höheren Multipolanteile von Tab. 4.7 mit den eben in Tab. 4.5 vorgestellten Werten zeigt. Die komplette Simulation des finalen Entwurfs wird ausführlich in Abschnitt 4.2.2 vorgestellt.

4.2.2 Finaler Entwurf

In diesem Abschnitt werden weitergehende Analysen der fertig optimierten Version vorgestellt. Es zeigte sich, dass die zuvor in den Spezifikationen [62] gemachten Anforderungen an diesem Dipolmagnet nicht zur Gänze erfüllt werden konnten. Die hohe Komplexität des Magneten machte es nötig, zum Teil von ursprünglichen Spezifikationen abzuweichen. Allerdings wurde jeweils gefordert, die abweichenden

Werte mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Manche gezeigten, simulierten Aspekte liegen innerhalb der Spezifikationen. Zudem wird der gebaute Magnet aufgrund von beispielsweise Fertigungstoleranzen, Materialeigenschaften oder Montagetoleranzen immer schlechter sein, als die simulierte Version. Eine präzise Simulation der mechanischen Toleranzen stellte sich aufgrund der Abdeckung eines sehr großen Parameterraums als sehr komplex heraus [61]. Aus diesem Grund musste für die Simulationen das Ziel sein, deutlich unterhalb der geforderten Werte zu bleiben, damit die Messungen in den Spezifikationen liegen werden. Um mit dem hier gezeigten und später gefertigten Magneten das optimale Ergebnis zu erzielen, wurden einzelne Parameter priorisiert. So wurde zum Beispiel die magnetische Länge als zusätzlicher freier Parameter definiert, da am Ende lediglich die genaue Kenntnis der Werte für eine realistische Strahldynamiksimulation ausreichend ist. Bei Änderungen an der magnetischen Länge musste besonderer Wert auf die korrekte Ablenkung aller Strahlen (Winkel und Radius) gelegt werden. Die Ein- und Austrittskantenwinkel wurden ebenfalls diverse Male angepasst um damit die Form des Polschuhs zu optimieren. Jede Änderung der Kantenwinkel wurde durch Strahldynamiksimulationen aller vier betroffenen Bereiche verifiziert. Auch für diese Parameter war am Ende eine exakte Kenntnis des Werts wichtiger, als eine genaue Erfüllung der Spezifikationen. Der Extraktionswinkel wurde erneut verändert, dieses Mal auf einen finalen Wert von 27° . Der Magnet wurde mit einem C-Joch mit einem Polschuhabstand von 30 mm entworfen. Die C-Form ermöglicht dabei den Austritt des ERL-Strahls, was bei einem H-förmigen Joch wegen der starken Ablenkung des niederenergetischen ERL-Strahls nicht möglich gewesen wäre, ohne das rückführende Joch zu treffen. Das simulierte nominale Magnetfeld beträgt 0,6468 T. Eine Zusammenstellung der im Rahmen der Simulationen des Herstellers erhaltenen Parameter gibt Tab. 4.6 [63, 64]. Die im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Simulationen und Optimierungen des Separationsdipols wurden mit CST EM Studio beziehungsweise CST Particle Studio durchgeführt [48]. Die aus diesen Simulationen erhaltenen finalen Parameter des Separationsdipols sind zum Vergleich mit den Daten des Herstellers ebenfalls in Tab. 4.6 aufgelistet. Nach der Fertigung beider Dipolmagnete wurden diese hinsichtlich ihrer Magnetfeldqualität vom Hersteller vermessen [65]. Die daraus berechneten Daten werden in Tab. 4.6 zusammengefasst. Eine genaue Aufstellung und Diskussion aller Messergebnisse befindet sich in Kap. 4.3. In der Tabelle wird der magnetische Kantenwinkel angegeben, der sich aus den erzeugten Feldern berechnet. Alle geometrischen Kantenwinkel (Form des Jochs) betragen 15° beziehungsweise $6,965^\circ$ für die Austrittsseite des Extraktionsstrahls. In einfachen Dipolmagneten wird durch Optimierungen des Jochs und dessen Form sichergestellt, dass der magnetische Kantenwinkel dem zuvor geforderten Wert entspricht. In diesem komplexen Fall wurde mit den genannten geometrischen Kantenwinkeln lediglich eine Form gewählt, die einem guten Magnetfeldverlauf begünstigt und die magnetischen Kantenwinkel nach Revision durch Strahldynamiksimulationen so verwendet, wie sie sich dabei ergeben haben.

Der Vergleich der Parameter aus Tab. 4.6 zeigt, dass die magnetischen Längen zwischen den einzelnen Simulationen sehr gut übereinstimmen. Die Kantenwinkel hingegen variieren in einigen Fällen stark. Es fällt allerdings auf, dass in Bereichen mit relativ breiten Ein- oder Austrittskanten und damit auch erhöhter Feldqualität die Schwankungen deutlich geringer ausfallen, als zum Beispiel bei den sehr schmalen Austrittskanten von Strahl F und S. Eine genauere Analyse der Kantenwinkel wird in Abschnitt 4.2.3 durchgeführt. Die Auswirkungen der teils stark abweichenden Kantenwinkel auf die Strahldynamik wird in Kap. 5.6 näher untersucht. Die Unsicherheiten aus Tab. 4.6, die sich auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen beziehen, werden im Folgenden näher untersucht. Über die Unsicherheiten der Herstellersimulationen wurden keine Angaben gemacht. Die Unsicherheiten der Messungen können mit Hilfe von Tab. 4.8 abgeschätzt werden.

Simulationsmethode

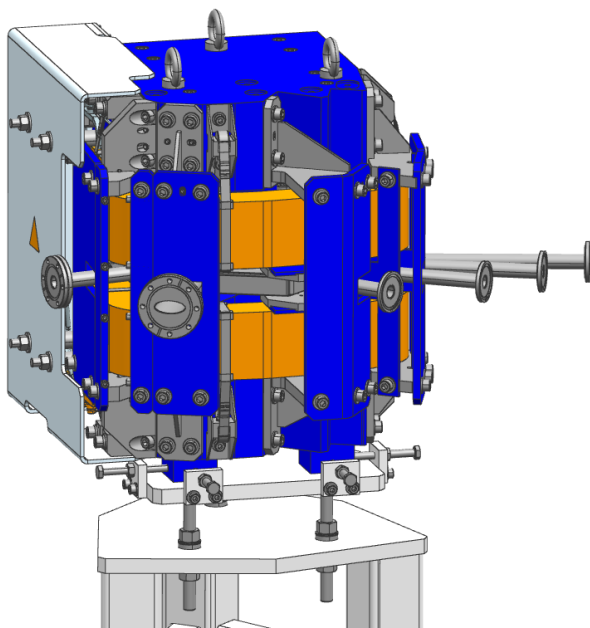
Der finale Entwurf wurde am Ende des Designvorgangs zu einem technischen 3D-Modell mit allen Bohrungen, Halterungen, Schrauben und weiteren technischen Details erweitert (siehe Abb. 4.6(a)). Für die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen wurde dieses technische 3D-Modell so bearbeitet, dass

Tabelle 4.6.: Diese Tabelle stellt alle finalen simulierten und gemessenen Parameter des Separations- und Rekombinationsdipols mit der Strahlenergie E_{kin} , dem Ablenkradius ρ , dem Ablenkwinkel α , den magnetischen Ein- und Austrittskantenwinkeln $\psi_{\text{ein,aus,mag}}$ sowie der magnetischen Länge zusammen. Eine Aussage der Unsicherheiten der Simulationen von M. Arnold sind in Abschnitt 4.2.2 zu finden. Über die Unsicherheiten der Simulationen von Sigmaphi (entnommen aus [63, 64]) wurde keine Angabe gemacht. Die Unsicherheiten der Messungen können mit Hilfe von Tab. 4.8 abgeschätzt werden. Zur besseren Vergleichbarkeit der Parameter fasst diese Tabelle Simulationen und Messungen zusammen. Sie befindet sich zur besseren Lesbarkeit zusätzlich in Kap. 4.3.

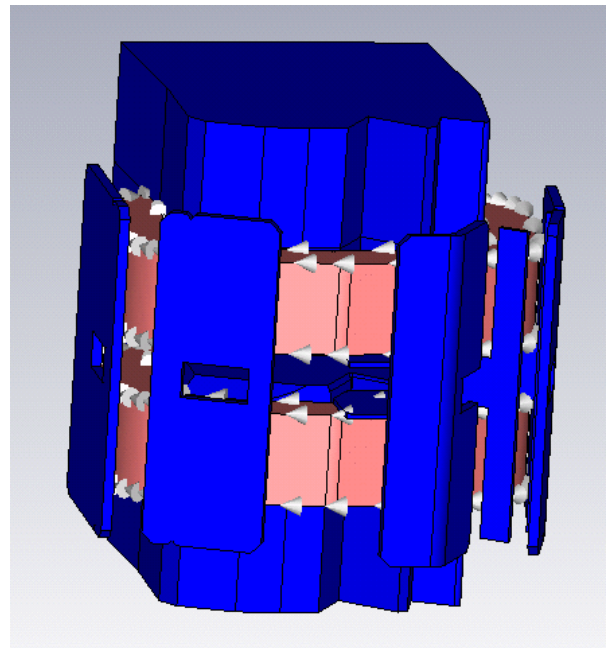
Quelle	Parameter	Strahl F	Strahl S	Strahl T	Strahl E
Allgemein	E_{kin} in MeV	38,25	68,85	99,45	130,05
	ρ in mm	189,7	341,4	493,2	644,9
	α in $^\circ$	60,000	45,000	35,035	27,000
Simulation M. Arnold	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in $^\circ$	14,91	14,36	14,06	13,85
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in $^\circ$	-15,72	-23,55	-11,73	4,63
	l_{mag} in mm	215,45	285,37	316,16	320,06
Simulation Sigmaphi	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in $^\circ$	14,82	14,13	13,88	13,75
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in $^\circ$	-11,87	-21,40	-10,25	4,69
	l_{mag} in mm	216,55	286,09	316,73	320,63
Messung Sigmaphi Separationsdipol	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in $^\circ$	x	x	x	13,58
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in $^\circ$	-7,22	-22,57	-11,34	3,93
	l_{mag} in mm	215,38	284,12	315,67	319,17
Messung Sigmaphi Rekombinationsdipol	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in $^\circ$	x	x	x	13,57
	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in $^\circ$	-13,07	-22,28	-7,84	4,93
	l_{mag} in mm	216,34	285,95	316,63	319,83

es mit vertretbarer Rechnerleistung simuliert werden kann. So wurden zum Beispiel alle Schrauben und Halterungen entfernt und die Bohrungen verschlossen. Diese Schritte beeinflussen nicht die Qualität der erhaltenen Simulationen, da sich die betroffenen Elemente weit genug weg vom Verlauf des Strahls befinden. Das Ergebnis dieser Arbeitsschritte und die Ausgangsgeometrie für die mit CST EM Studio beziehungsweise CST Particle Studio durchgeführten Simulationen kann in Abb. 4.6(b) betrachtet werden.

Um die Simulationen möglichst präzise durchführen zu können, wurde als magnetisches Material ein nicht-linearer Stahl aus der CST-Bibliothek verwendet, der um die Daten der B(I)-Kurve des von Sigmaphi (erhalten von Sigmaphi [60]) verwendeten magnetischen Stahls XC10 modifiziert wurde. Zur Erhöhung der Genauigkeit ist die Größe und Anzahl der bei der Simulation verwendeten Gitterzellen von großer Bedeutung. Um zeitgleich die Rechenzeit für die benötigte Genauigkeit optimieren zu können, wurde mit so genannten Attrappen gearbeitet. Die Attrappen sind Körper, die in den Bereichen von Interesse eingefügt werden und aus dem Material „Vakuum“ bestehen. So werden die Simulationsergebnisse nicht verfälscht und die Attrappen können durch entsprechende Einstellungen das Gitternetz im entsprechenden Bereich deutlich verfeinern, die Maschenweite im restlichen Körper kann gröber eingestellt werden. Nicht nur die Größe und Anzahl der Gitterzellen übt einen Einfluss auf die Genauigkeit der



(a) Die finale 3D-Zeichnung des Separationsdipols samt aller Details wird auf dieser Abbildung gezeigt (erhalten von [60])



(b) Um die technische Zeichnung des Separationsdipols in eine gut simulierbare Version zu verwandeln ohne dabei die Wirkung des Feldes auf den Strahl zu beeinflussen wurden alle Schrauben, Bohrungen, Halterungen. usw. entfernt. Das Ergebnis für die Simulationen mit CST wird hier gezeigt.

Abbildung 4.6.: Der Separationsdipol ist hier in zwei verschiedenen Versionen zu sehen: Das detailgetreue Modell zur technischen Realisierung und das für Simulationen optimierte Modell.

Simulationsergebnisse aus. Auch Parameter wie die Ordnung oder Genauigkeit des Solvers beziehungsweise die Größe der um das Modell simulierten Umgebung sind ausschlaggebend. Aus diesem Grund wurde zu Beginn eine Konvergenzanalyse durchgeführt. Anhand der durchgeführten Simulationen wurde ein Parametersatz gefunden, bei dem eine weitere Verbesserung der einzelnen Parameter zu keiner signifikanten Veränderung der Simulationsergebnisse führte. Es könnten alle im Folgenden diskutierten Parameter für eine Konvergenzanalyse herangezogen werden. In diesem Fall fiel die Wahl auf folgende Größen: Die auf Basis der Simulation im Post-Processing berechneten magnetischen Längen aller Strahlen sowie eine 3D-Multipolauswertung (siehe Abschnitt 3.1.3) von Strahl F. Nachdem die magnetische Länge nur noch in der Größenordnung kleiner 0,1 mm und die Multipolanteile in der Größenordnung kleiner $1 \cdot 10^{-6}$ schwankten, wurden die Parameter als konvergiert betrachtet. In diesem Bereich liegt die Größe der Ungenauigkeiten, die aufgrund der verwendeten numerischen Berechnungen entstehen.

Die Qualitätsanforderungen an das Feld müssen im Bereich der GFR erfüllt sein. Diese ist durch eine Röhre mit einem Radius von 5 mm um alle Orbits definiert und beschreibt den Bereich, in dem sich der Strahl befinden wird. Diese hohen Anforderungen sind in die Simulationen mit CST EM Studio eingeflossen, das Magnetfeld und seine Qualität waren hier im Fokus, gearbeitet wurde mit einem tetrahedralen Gitter. Die Simulationen der Flugbahnen aller Strahlen wurden mit CST PS Studio durchgeführt, wobei ebenfalls ein tetrahedrales Gitter verwendet wurde. Hier musste keine Optimierung der Simulationsparameter durchgeführt werden, da bereits ein ausreichend genaues Ergebnis vorlag. Ziel dieser Simulationen war eine Sicherstellung der korrekten Ablenkung aller Strahlen. Dabei sorgte die zuvor zwischen den beiden Polschuhen eingefügte Attrappe für eine ausreichend hohe Auflösung und ein ausreichend engmaschiges Gitter. Nachdem in Abschnitt 4.2.2 die relevanten Parameter vorgestellt wurden und allgemein auf die durchgeführten Simulationen eingegangen wurde, sollen nun die Hauptbestandteile und Besonderheiten des finalen Entwurfs näher vorgestellt werden.

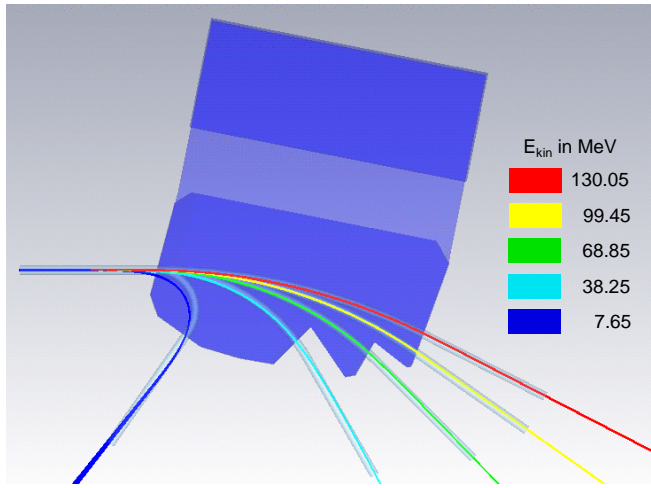
Zur Schirmung der Feldlinien des C-Jochs befinden sich auf der Ein- und Austrittsseite Spiegelplatten (siehe Nummer 1, 2, 4, 7 und 8 in Abb. 4.4). In diesem speziellen Fall ist die Jochbreite auf der Austrittsseite aufgrund der Randbedingungen teils recht klein ausgefallen. Um trotzdem eine bestmögliche Feldverteilung innerhalb aller GFR zu erhalten wurden zusätzliche Spiegelplatten eingesetzt, die die Bereiche der einzelnen Strahlen gegeneinander abschirmen (siehe Nummer 5 und 6 in Abb. 4.4)). Die Form des Jochs sorgte weiter dafür, dass der Strahl F der ersten Rezirkulation eine gewisse Strecke zwischen Joch und Spule zurücklegt. Um den nach der Lücke kommenden Einfluss der Spule zu reduzieren sind Spiegelplatten zur Schirmung der Spule in diesem Bereich eingefügt wurden (siehe Nummer 3 in Abb. 4.4). Eine genaue Übersicht und Benennung aller Spiegelplatten ist in Abb. 4.4 zu finden. Der exakte Verlauf aller Orbits in der Vakuumkammer beziehungsweise im Joch wird in Abb. 4.5 vorgestellt.

4.2.3 Beurteilung der Magnetfeldqualität des finalen Entwurfs

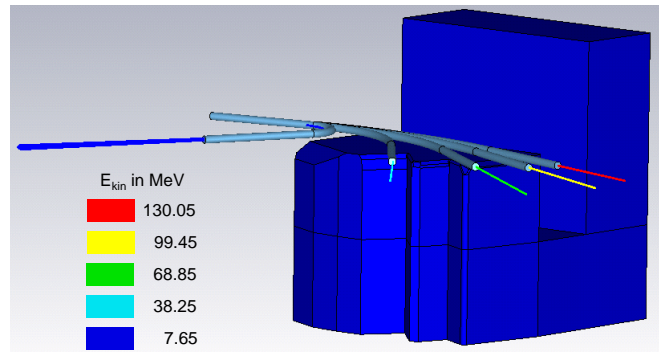
Diverse Berechnungen dienen der Beurteilung der Qualität des entstehenden Magnetfeldes. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse dieser Untersuchung für die Endversion näher vorgestellt. Die theoretischen Hintergründe zu den verwendeten Methoden können in Abschnitt 3.1.3 nachgeschlagen werden.

Teilchenttracking

Unabhängig von der Qualität des erzeugten Feldes muss das Joch so geformt sein, dass in jedem Fall mit korrekt gewähltem Magnetfeld die Elektronen verschiedener Energie in ihre jeweilige Sollbahn abgelenkt werden. Die Bahn wird dabei durch den jeweiligen Ablenkwinkel und -radius definiert. In Näherung folgen die Teilchen einer Kreisbahn bei Eintritt in den Dipolmagnet. Davor und danach bewegen sie sich entlang der Tangenten an die Kreisbahn. Das Tracking berücksichtigt ebenso die fokussierenden beziehungsweise defokussierenden Effekte der Kantenwinkel. In den Simulationen wurden sowohl optimistische als auch pessimistische (im Vergleich zu den zu erwartenden) Startparameter für die Elektronen



(a) Bis auf den ERL-Strahl liegen alle Strahlen genau in ihren jeweiligen Sollbahnen. Im Falle des ERL-Strahls genügt diese Ablenkung den Anforderungen.



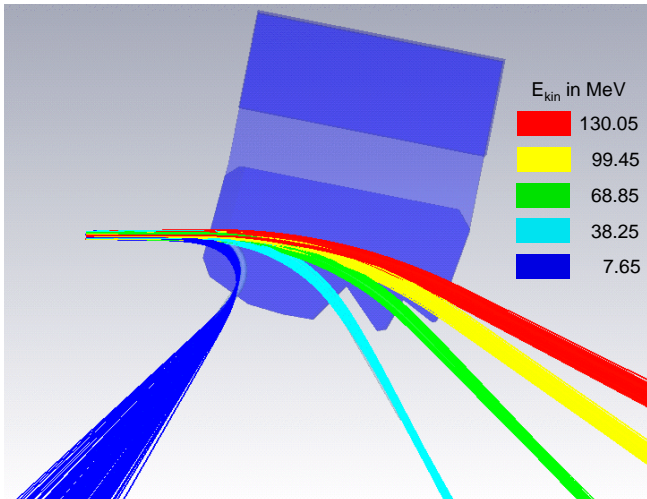
(b) Die Fokussierung der Strahlen nach Austritt aus dem Separationsdipol ist zu sehen.

Abbildung 4.7.: Diese Abbildungen zeigen die simulierten Teilchenbahnen durch den Separationsdipol mit optimistischen Startbedingungen (Energieabweichung von 0 %, Winkelverteilung von 0°, Strahldurchmesser 1 mm und 184 Teilchen pro Energie) (Simulation mit CST PS Studio [48]).

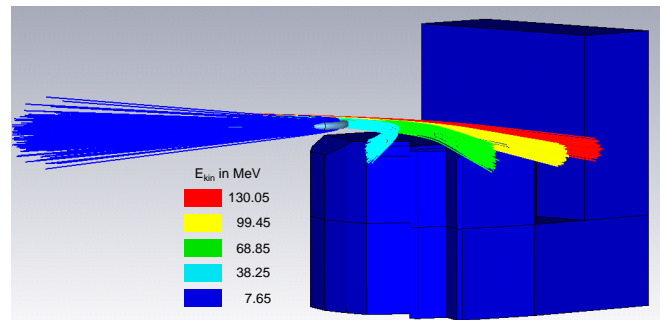
gewählt, die entsprechend bei den in Abb. 4.7 und 4.8 zu sehenden Simulationen vermerkt sind. Im Falle der optimistischen Strahlparameter „Energieabweichung von 0 %, Winkelverteilung von 0°, Strahldurchmesser 1 mm“ (Abb. 4.7) sieht man sehr gut, dass alle Strahlen wie erwartet ihren jeweiligen Bahnen folgen. Lediglich der ERL-Strahl zeigt kleine Abweichungen. Diese sind akzeptabel, da der Strahl wenige Zentimeter nach Austritt aus dem Separationsdipol in einem Strahlfänger gestoppt wird. Wenn der Strahl nun pessimistische (im Vergleich zu den zu erwartenden) Startbedingungen „Energieabweichung von 1 %, Winkelverteilung von 1°, Strahldurchmesser 10 mm“ besitzt (Abb. 4.8), so erhält man trotz allem ein Ergebnis, mit dem der Strahl gut durch den Dipolmagnet transportiert werden kann. Der Extraktionsstrahl weist allerdings bereits einen Durchmesser von ca. 20 mm auf, womit es zu Strahlverlusten kommen könnte.

Feldverteilung im Joch

Betrachtet man die Feldverteilung des Magneten, so muss diese zwischen den beiden Polschuhflächen möglichst homogen sein und darf im Joch keine sättigenden Effekte oder extreme Feldüberhöhungen aufweisen. Wichtig ist, dass besagte Simulationen mit dem maximalen Feld des Dipolmagnets durchgeführt werden, da das rückführende Joch für den magnetischen Fluss bei Maximalfeld ausgelegt sein muss. Abbildung 4.9 zeigt beide besagten Verteilungen. Im Falle der Feldverteilung im Joch befinden sich an den markanten Stellen, beispielsweise den Spiegelplatten zwischen den Strahlen oder Spulen und den spitzen Ecken im Polschuh, wie erwartet höhere Feldwerte. Diese höheren Felder beeinflussen allerdings die Homogenität im Luftspalt nicht. Die Feldverteilung in der Mitte zwischen den beiden Polschuhflächen zeigt das erwartete homogene Feld, das nach außen langsam abfällt. Im Schnitt durch verbindende Elemente wie die Spiegelplatten oder das rückführende Joch werden teils deutlich höhere Werte erreicht, die aber aufgrund ihrer Distanz zum Strahl kein Problem darstellen.

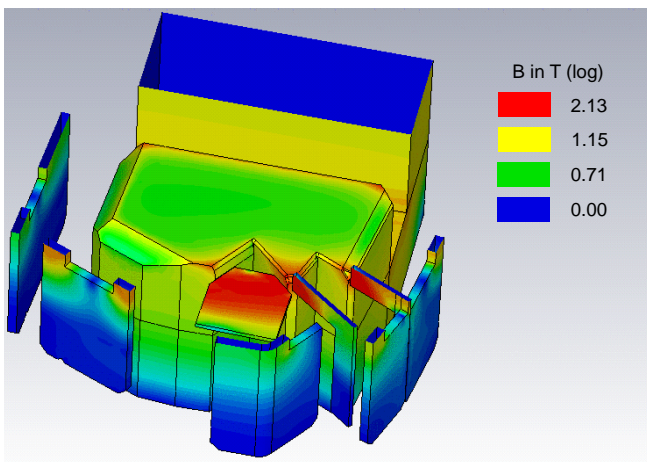


(a) Bis auf den ERL-Strahl liegen alle Strahlen genau in ihren jeweiligen Sollbahnen. Im Falle des ERL-Strahls genügt diese Ablenkung den Anforderungen.

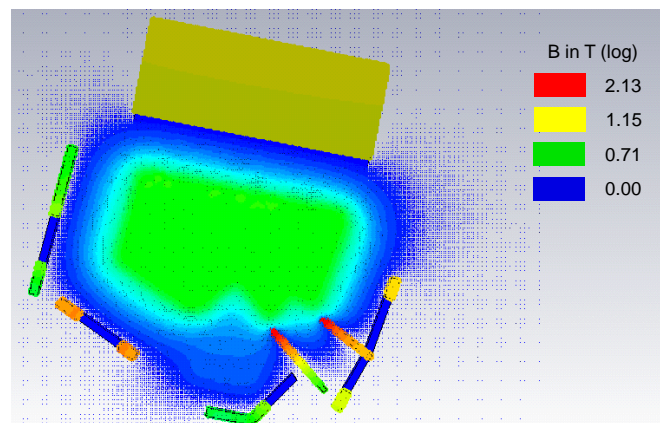


(b) Die Fokussierung der Strahlen nach Austritt aus dem Separationsdipol ist zu sehen.

Abbildung 4.8.: Diese Abbildungen zeigen die simulierten Teilchenbahnen durch den Separationsdipol mit pessimistischen (im Vergleich zu den zu erwartenden) Startbedingungen (Energieabweichung von 1 %, Winkelverteilung von 1°, Strahldurchmesser 10 mm und 184 Teilchen pro Energie) (Simulation mit CST PS Studio [48]).



(a) Die Verteilung der magnetischen Induktion innerhalb des Jochs wird in dieser simulierten Abbildung gezeigt. Die Schnitte durch das Jochmaterial suggerieren eine magnetische Induktion von 0 T. Dies ist in diesem Fall nur ein Artefakt der Darstellung, da die Stärke des Feldes nur auf den Materialoberflächen dargestellt wird.

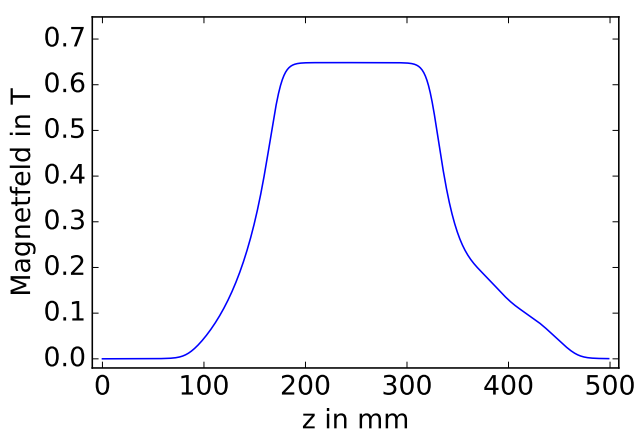


(b) Die simulierten Magnetfeldlinien werden hier auf die mittlere Ebene zwischen den beiden Polen projiziert. Der homogene innere Bereich ist sehr gut erkennbar. Nach außen fällt die Feldstärke ab.

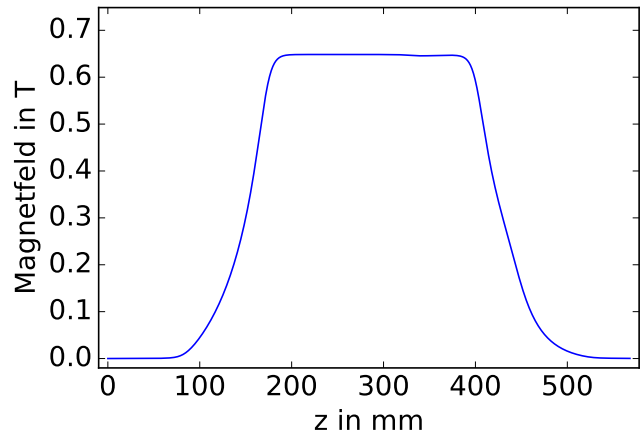
Abbildung 4.9.: Diese Abbildungen geben einen Überblick über die simulierte Magnetfeldverteilung im Joch des Separationsdipols bei maximaler Feldeinstellung des Magneten (Simulation mit CST EM Studio [48]).

Magnetfeld entlang des Orbits

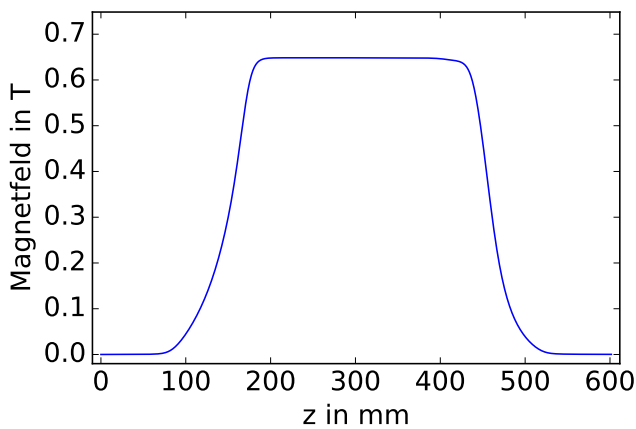
Betrachtet man das Magnetfeld entlang der einzelnen Orbits wird idealerweise ein Profil, wie es in Abb. 3.7 zu sehen ist, erwartet. Entsprechend Gl. (3.19) kann daraus die magnetische Länge berechnet werden. Abbildung 4.10 zeigt die Magnetfeldverteilung entlang der vier Orbits des Separationsdipols. Es ist klar zu sehen, dass es im Falle von Strahl F (Abb. 4.10(a)) eine Beeinflussung der idealen Form aufgrund des Zwischenbereichs von Joch zu Spule gibt. Diese fließt entsprechend in die Berechnung der magnetischen Länge ein und stellt kein Problem dar. Die resultierenden magnetischen Längen sind in Tab. 4.6 aufgelistet.



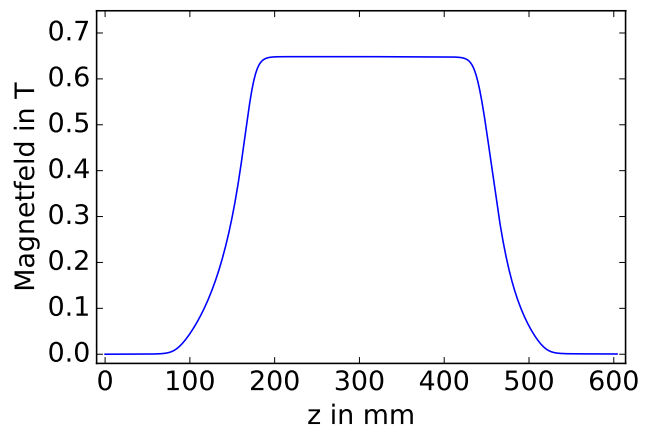
(a) Strahl F



(b) Strahl S



(c) Strahl T



(d) Strahl E

Abbildung 4.10.: Die simulierte Feldverteilung entlang der einzelnen Strahlorbits wird gezeigt. Das Plateau kennzeichnet den homogenen Feldbereich, die beiden Flanken die Randfeldbereiche. Kleine z -Werte stehen für die Eintrittsseite, große z entsprechend für die Austrittsseite. Im Falle von Strahl F ist deutlich zu sehen, dass auf der Austrittsseite ein untypischer Verlauf aufgrund der Lücke zwischen Joch und felderzeugender Spule entsteht (siehe dazu Spiegelplatte 3, Abb. 4.4) (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48]).

Transversale Feldhomogenität

Eine Aussage über die Homogenität des Feldes in der Jochmitte entlang der transversalen Achse eines jeden Orbits (siehe dazu Abb. 3.6(a)) gibt Abb. 4.11. Der grün markierte Bereich gibt dabei den Bereich der Spezifikationen wieder. Es ist klar zu erkennen, dass alle Strahlen diese Anforderung problemlos erfüllen. Die entsprechenden Messungen werden in Abb. 4.19 und 4.20 vorgestellt. Die transversale Feldhomogenität berechnet sich nach Gl. (3.20). Die entsprechenden vom Hersteller simulierten Daten können in [65] nachgeschlagen werden.

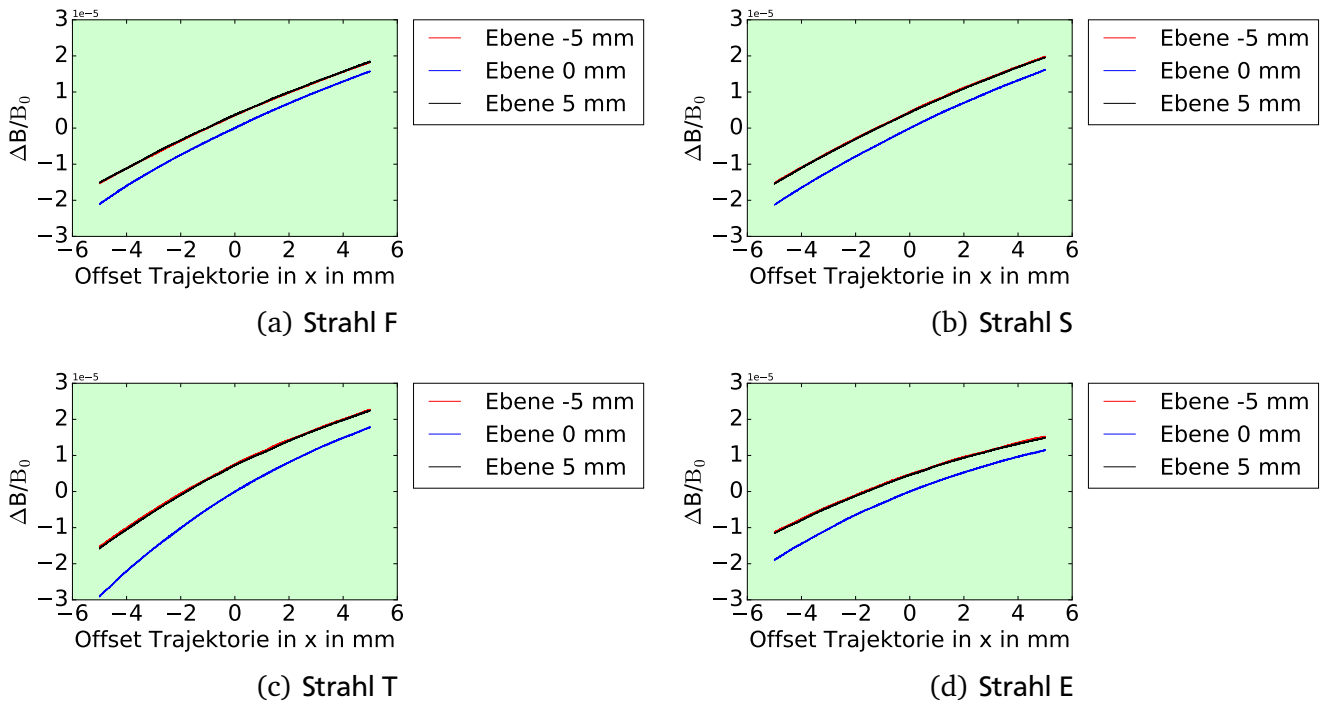
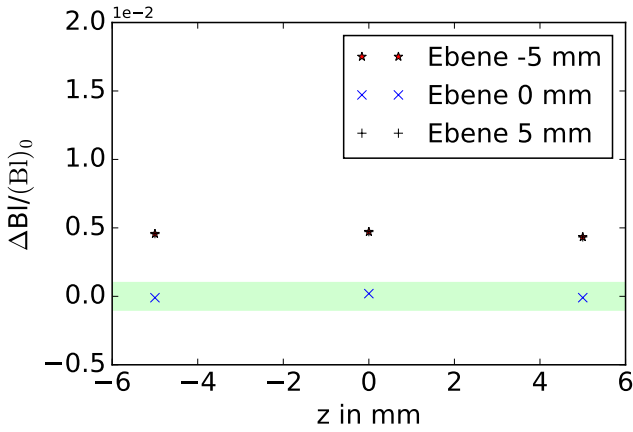


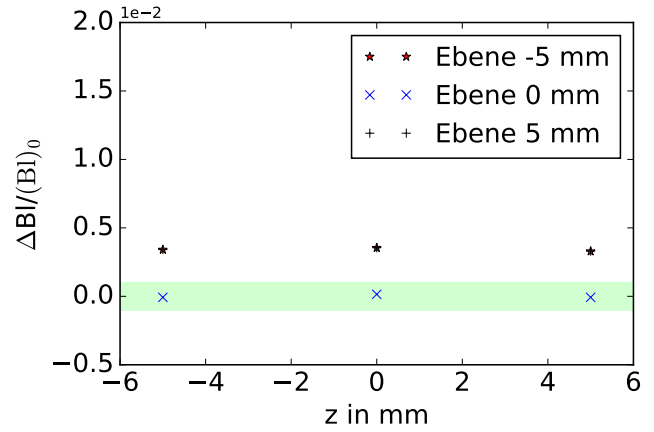
Abbildung 4.11.: Die simulierte transversale Feldhomogenität des Separationsdipol entlang transversaler Strecken in der Mitte des jeweiligen Orbits wird vorgestellt. Der grüne Bereich markiert den in den Spezifikationen liegenden Wertebereich (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48]).

Longitudinale Feldhomogenität

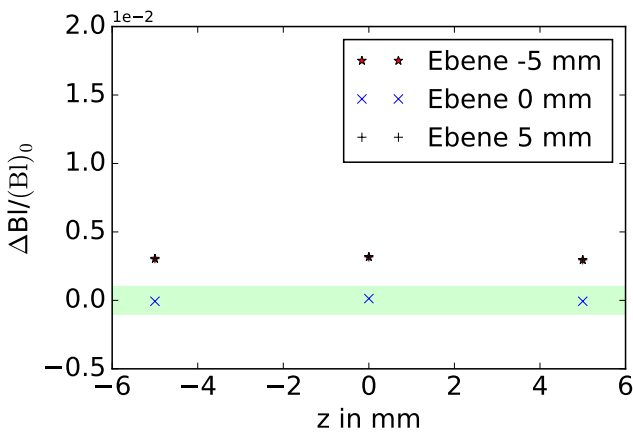
Bei der Betrachtung der longitudinalen Feldhomogenität werden Gl. (3.21) folgend verschiedene Integrale des Feldes entlang verschiedener Bahnen betrachtet. Dabei relevant ist die auf den berechneten Sollwert normierte Abweichung der jeweils anderen Bahnen zu der berechneten Sollbahn. Die Fitfehler bei der jeweiligen Anpassung an die Sollbahn befinden sich im Anhang (siehe Tab. A.3) und zeigen, dass diese keinen Einfluss auf die folgenden Ergebnisse nimmt. Dabei wird gemäß der vom Hersteller durchgeführten Messungen eine Unterscheidung zwischen Ein- und Austrittsseite des Magneten getroffen, wobei der Übergang in der Mitte des jeweiligen Orbits liegt (siehe dazu Abb. 3.6(a)). Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen die aus den Simulationen gewonnenen Ergebnisse mit einem grünen Streifen, der den Bereich der eigentlichen Spezifikationen angibt. Dieses bestmögliche Design liegt knapp nicht in den Spezifikationen. Die Messungen dazu können in den Abb. 4.21 und 4.22 betrachtet werden. Analoge Berechnungen des Herstellers sind in [65] zu finden.



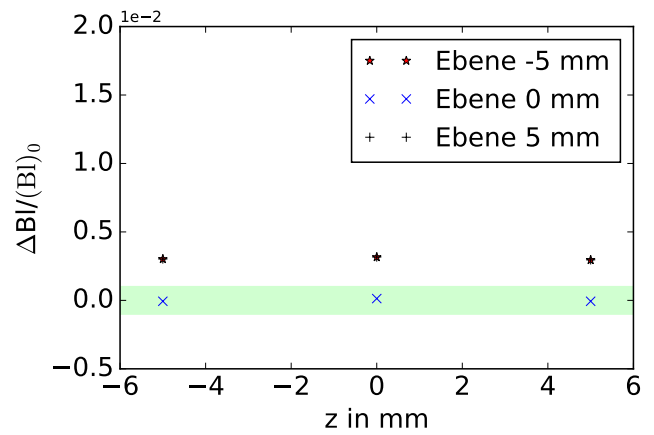
(a) Strahl F Eintritt



(b) Strahl S Eintritt



(c) Strahl T Eintritt



(d) Strahl E Eintritt

Abbildung 4.12.: Die simulierte longitudinale Feldhomogenität des Separationsdipols für alle Strahlen auf der Eintrittsseite wird gezeigt. Der grüne Streifen gibt den Bereich der ursprünglich geforderten Spezifikationen an. Der Fitfehler an die entlang der longitudinalen Richtung integrierten Magnetfeldwerte in Abhängigkeit des horizontalen Offsets für Ebene 0 wird im Anhang (siehe Tab. A.3) gegeben (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48]).

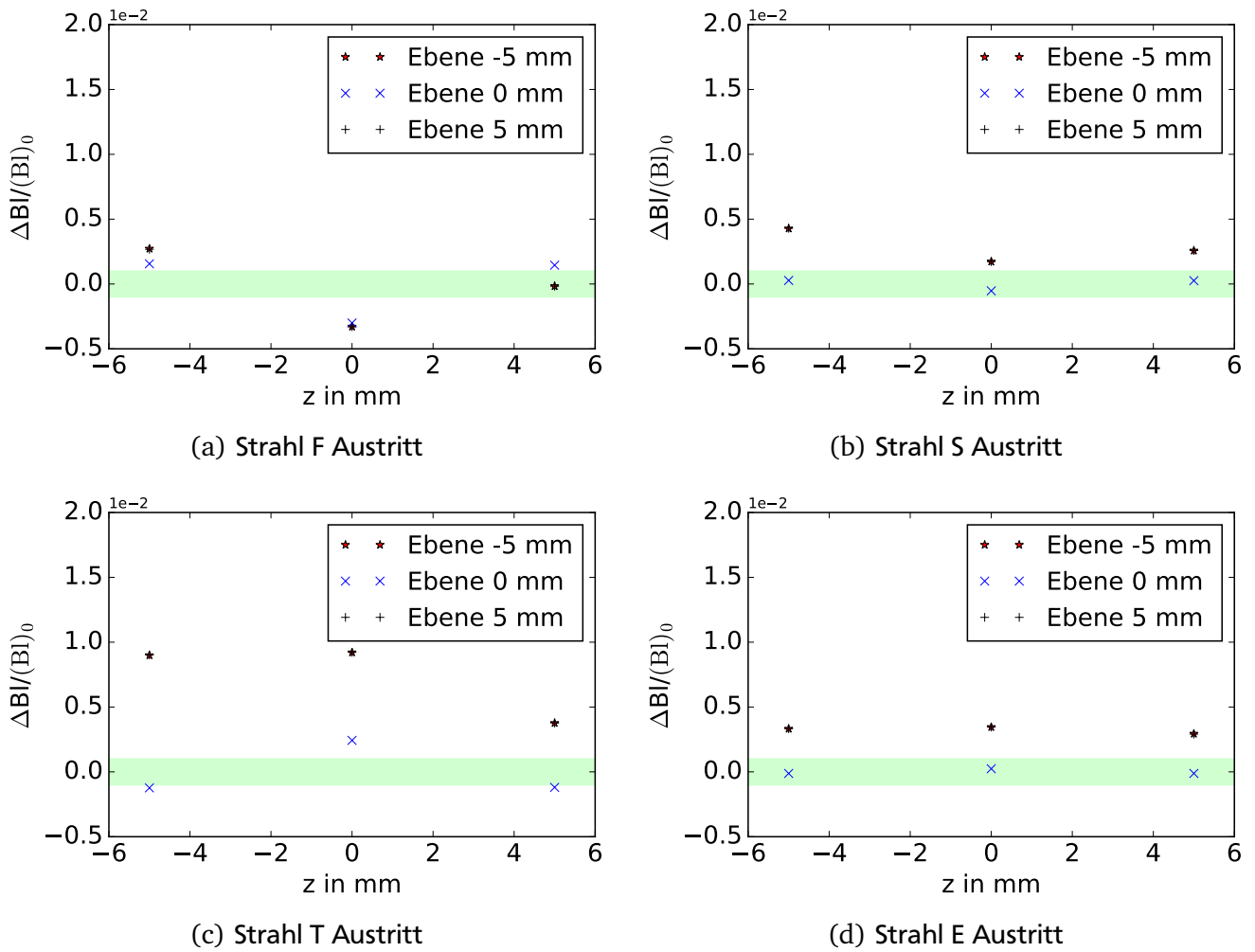


Abbildung 4.13.: Die simulierte longitudinale Feldhomogenität des Separationsdipols für alle Strahlen auf der Austrittsseite wird vorgestellt. Der grüne Bereich steht für die ursprüngliche Spezifikation. Der Fitfehler an die entlang der longitudinalen Richtung integrierten Magnetfeldwerte in Abhängigkeit des horizontalen Offsets für Ebene 0 wird im Anhang (siehe Tab. A.3) gegeben (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48]).

Integrierte Multipolanteile

Eine weitere Möglichkeit die Qualität des Magnetfeldes zu beurteilen stellt die Betrachtung der Multipolanteile dar. Integriert man sie entlang der einzelnen Orbits auf, so erhält man die Wirkung anderer Multipolanteile auf den Strahl. Dabei sind vor allem die Ein- und Austrittskanten von Interesse, an denen erwartungsgemäß die Einwirkungen am größten sind. Mit Hilfe eines für CST geschriebenen Macros [61] konnte diese Auswertung vorgenommen werden. Abbildung 4.14 zeigt den Verlauf der höheren Multipolkomponenten für Strahl F. Im Falle dieser Abbildungen befindet sich die Eintrittskante im Bereich niedriger z-Werte, die Austrittskante entsprechend bei hohen z-Werten, die Polarität des Feldes entspricht der Polarität der gezeigten B_1 -Kurve aus Abb. 4.10(a). Vor allem die Quadrupolmagnetkomponente an den Kanten ist aufgrund des Kantenwinkels erwünscht und damit auch deutlich stärker vertreten, als bei einer unerlaubten Komponente erwartet. Alle anderen Multipolanteile sollen so klein wie möglich sein. Die entsprechenden Abbildungen der anderen Strahlen sind im Anhang (Kap. A.2) zu finden. Tabelle 4.7 gibt eine Übersicht über die für je alle Strahlen und alle Multipolanteile integrierten und auf die Dipolmagnetkomponente normierten Anteile sowie die jeweiligen Summen. Im Falle der Simulation bleiben damit alle Werte unterhalb der geforderten $1 \cdot 10^{-3}$.

Tabelle 4.7.: Die Tabelle gibt einen Überblick über die höheren Multipolanteile für alle vier Bahnen. Die Anteile sind auf die Dipolmagnetkomponente normiert und werden abschließend als Summe angegeben. Die verbotene Quadrupolmagnetkomponente ist aufgrund der Kantenwinkel dominant vertreten (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Macro [61]).

Strahl	B_2/B_1	B_3/B_1	B_4/B_1	B_5/B_1	$\sum_{n=2}^5 B_n/B_1$
F	$5,398 \cdot 10^{-4}$	$8,811 \cdot 10^{-5}$	$2,704 \cdot 10^{-6}$	$2,335 \cdot 10^{-8}$	$6,306 \cdot 10^{-4}$
S	$7,563 \cdot 10^{-4}$	$1,448 \cdot 10^{-5}$	$1,727 \cdot 10^{-6}$	$9,710 \cdot 10^{-8}$	$7,726 \cdot 10^{-4}$
T	$0,704 \cdot 10^{-4}$	$7,572 \cdot 10^{-5}$	$2,862 \cdot 10^{-6}$	$8,218 \cdot 10^{-8}$	$1,491 \cdot 10^{-4}$
E	$8,810 \cdot 10^{-4}$	$1,037 \cdot 10^{-5}$	$0,272 \cdot 10^{-6}$	$1,087 \cdot 10^{-8}$	$8,917 \cdot 10^{-4}$

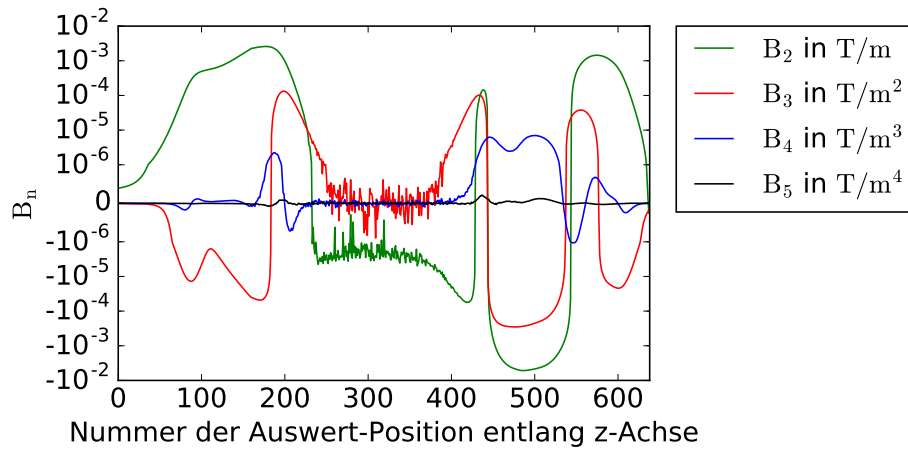


Abbildung 4.14.: Die berechneten integrierten Multipolanteile von Strahl F entlang des Orbits sind aufgetragen. Die zwischen den z-Werten liegende Strecke ergibt sich aus der jeweiligen Länge der Kurve und der Anzahl Auswertstellen (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Macro [61])

Kantenwinkelabhängigkeit entlang der y-Achse

Gleichungen (3.22), (3.23), (3.24), (3.25) und (3.26) beschreiben, wie mit Hilfe von gemessenen Bahnen die magnetischen Kantenwinkel berechnet werden können. Dazu wird in jeder Ebene eine lineare Regression angepasst und die benötigten Daten mit den bestimmten Parametern berechnet. Die Fitfehler dieser linearen Anpassungen befinden sich im Anhang (siehe Tab. A.3) und zeigen, dass diese keinen Einfluss auf die folgenden Ergebnisse nehmen. Im Falle des Eintrittskantenwinkel aus Abb. 4.15 zeigen sich wie erwartet nur sehr geringe Abweichungen zwischen den verschiedenen Strahlen, die aufgrund der in diesem Bereich schon leicht abweichenden Flugbahnen entstehen. Betrachtet man für jeden Strahl einzeln den Kantenwinkel in Abhängigkeit von der vertikalen Position, so sind die Abweichungen verschwindend klein. Die Eintrittsseite wird demnach bei verschiedenen Einschusspositionen des Strahls keinen nennenswerten Einfluss auf die Strahldynamik haben. Betrachtet man nun allerdings die verschiedenen Austrittskantenwinkel aus Abb. 4.16, so sind die Abweichungen entlang der vertikalen Achse deutlich größer, vor allem Strahl T fällt mit einer sehr großen Schwankung im Kantenwinkel auf. Dieser Effekt wird die Strahldynamik allerdings nicht nennenswert beeinflussen. Weitere Informationen werden in Kap. 5.6 zur Verfügung gestellt.

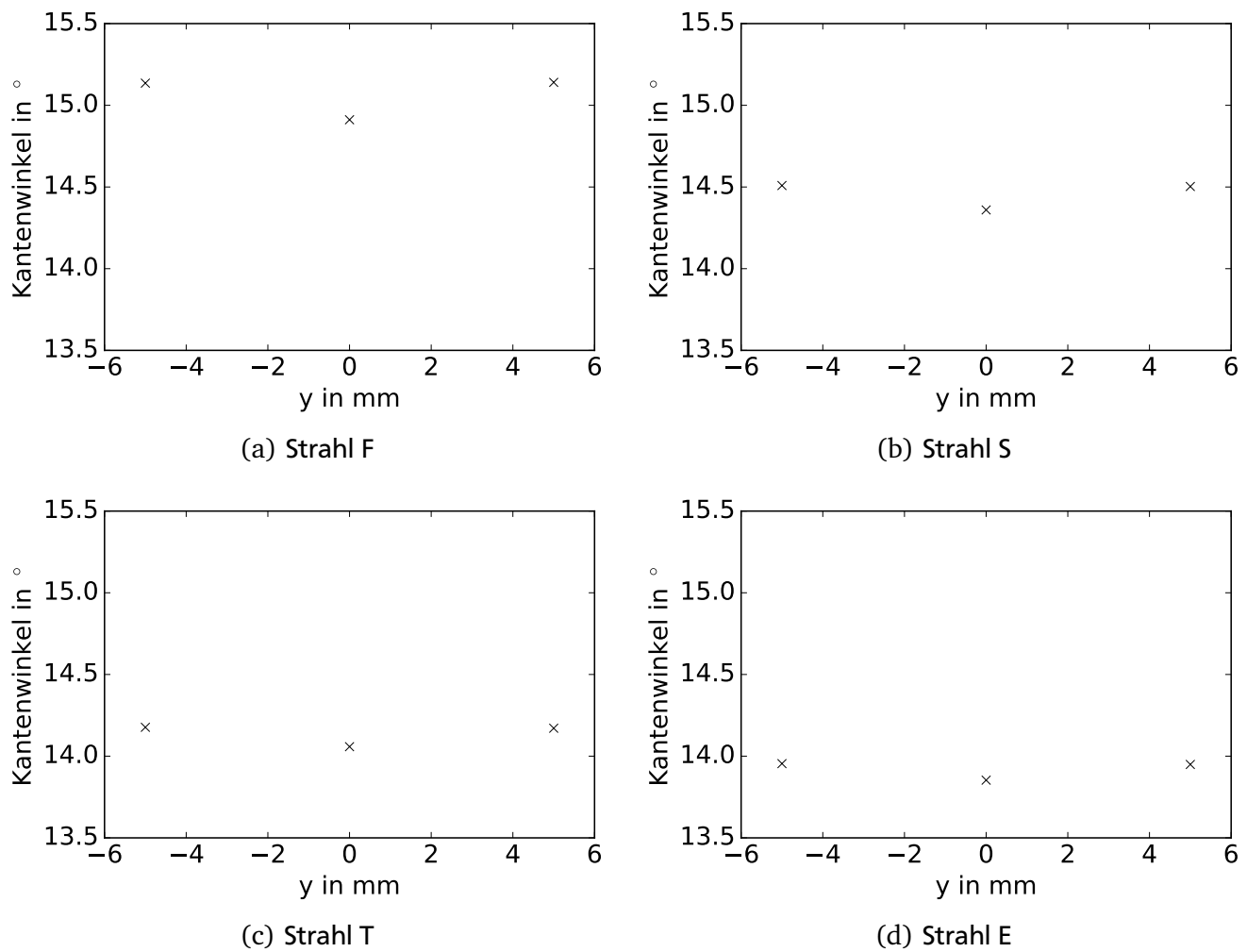


Abbildung 4.15.: Der berechnete Eintrittskantenwinkel entlang verschiedener vertikaler Positionen für alle Eintrittsseiten aller Orbits wird gezeigt. Der Fitfehler an die entlang der longitudinalen Richtung integrierten Magnetfeldwerte in Abhängigkeit des horizontalen Offsets für alle Ebenen wird im Anhang (siehe Tab. A.3) gegeben (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48]).

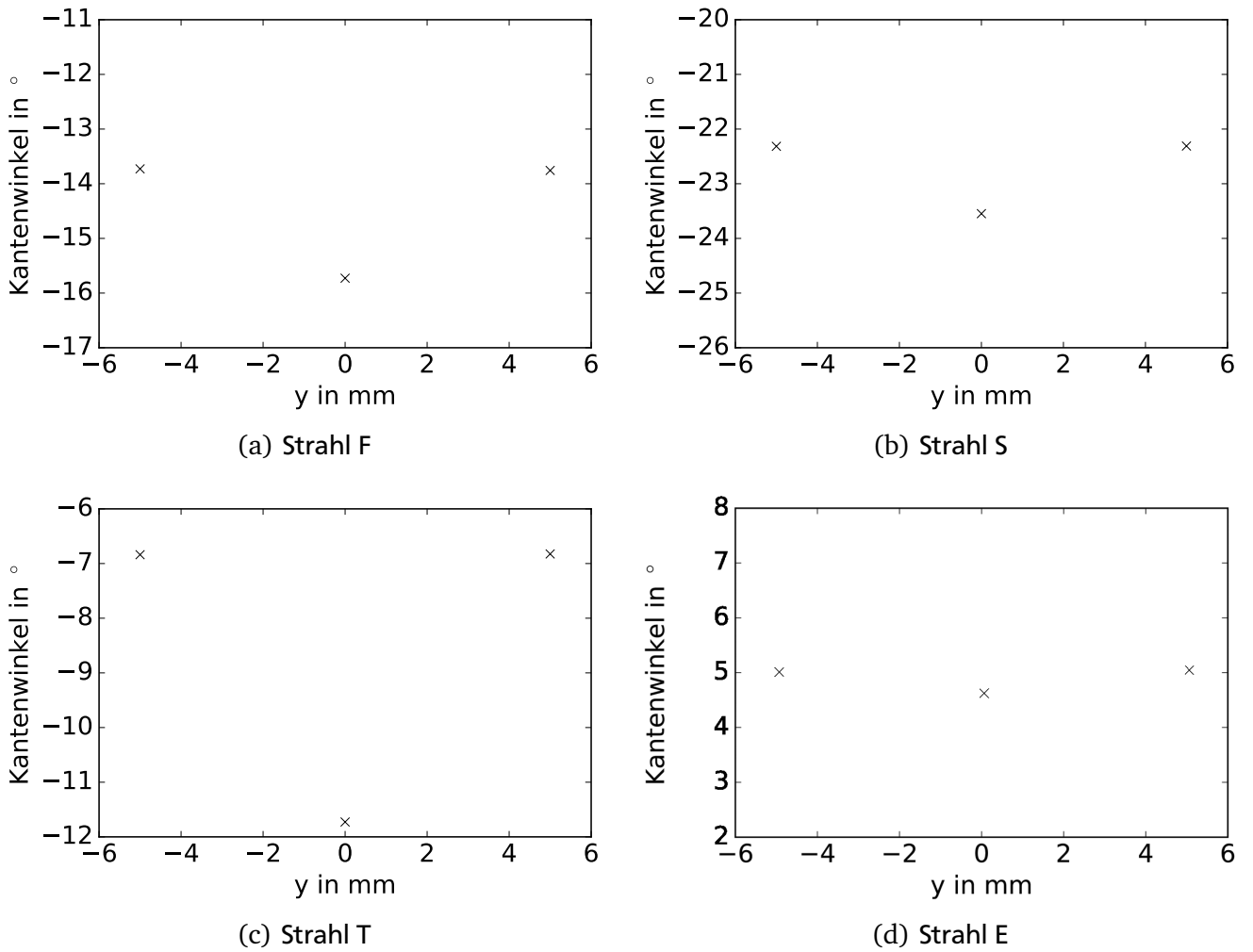


Abbildung 4.16.: Der berechnete Austrittskantenwinkel entlang verschiedener vertikaler Positionen für alle Austrittsseiten aller Orbits wird gezeigt. Der Fitfehler an die entlang der longitudinalen Richtung integrierten Magnetfeldwerte in Abhängigkeit des horizontalen Offsets für alle Ebenen wird im Anhang (siehe Tab. A.3) gegeben (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48]).

4.3 Magnetfeldmessung des Separations- und Rekombinationsdipols

Die Messung der magnetischen Eigenschaften aller neuen Dipolmagnete stellt wichtige Informationen für eine bestmögliche Strahldynamiksimulation zur Verfügung. Weiter werden die Dipolmagnete charakterisiert um eine Aussage über die erzielten Homogenitäten des Feldes zu erhalten.

Die Überprüfung der Magnetfeldeigenschaften der neuen Dipolmagnete wurde bis auf eine Bestimmung der Multipolanteile im Rahmen der Qualitätskontrolle des Herstellers durchgeführt [65, 66, 67, 68]. Zusätzlich wurden Messungen nach Auslieferung der Magnete mit institutseigenen Messinstrumenten durchgeführt. Im Folgenden werden die erzielten Ergebnisse zusammengefasst um sie dem in Kap. 4.2 vorgestelltem Design gegenüber zu stellen. Im Falle des Rekombinationsdipols wurde zusätzlich von Anfang an damit geplant, die Spiegelplatten zum Einbau der Vakuumkammer im Institut zu demontieren und erneut zu montieren. Die Ergebnisse der Feldhomogenität reagieren sehr sensibel auf die Positionen und Parallelität der Spiegelplatten. Im Falle des Rekombinationsdipols wurden aus diesem Grund die Abstände zwischen den einzelnen Platten und dem Joch vor und nach einer zwischenzeitlichen Demontage vom Hersteller bestimmt. Alle Abstände wurden auf 0,01 mm oder besser reproduziert [67], somit sind keine Veränderungen der gemessenen Feldhomogenitäten nach dem Einbau der Kammer zu erwarten. Der Separationsdipol im eingebauten Zustand wird in Abb. 4.17 gezeigt.

4.3.1 Hall-Sonde

Es wurden diverse Messungen mit einer Hall-Sonde beim Hersteller durchgeführt. Es wurden die $B(I)$ -Kurven aufgenommen, die in Abb. 4.18 für beide Dipolmagnete zu sehen sind. Die Daten wurden in der Mitte der äußeren Bahn im homogenen Feld aufgenommen, eine Übersicht über die Unsicherheiten der Messungen liefert Tab. 4.8. Der lineare Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Stromstärke ist klar zu erkennen, ebenso die auf Hysterese beruhenden Unterschiede zwischen den Feldern bei Erhöhen der Stromstärke im Vergleich zu den Feldern beim Verringern der Stromstärke.

Tabelle 4.8.: Eine Aussage über die Genauigkeit der durchgeführten Messungen an beiden Dipolmagnetmodellen (Separations- / Rekombinationsdipol beziehungsweise 45° Dipolmagnet) trifft die hier gegebene Auflistung (entnommen aus [66, 65]).

Parameter	Genauigkeit
Verfahrensgenauigkeit Messtisch	$< 0,1 \text{ mm}$
Stabilität monopolaes Netzteil	50 ppm
Temperaturstabilisierte Hallsonde	$< 0,2 \text{ Gauss } (2 \cdot 10^{-5} \text{ T})$

Bei den Messungen zur Feldhomogenität der Dipolmagnete wurde entlang von bis zu neun Bahnen gemessen. Diese Bahnen decken das Volumen um den Orbit ab, in dem eine definierte Feldqualität erzielt werden muss. Die GFR hat einen Radius von 5 mm um den Orbit, es wurde bei den Messungen ein leicht größeres Volumen von $\pm 5 \text{ mm}$ um den Orbit abgedeckt. Abbildung 3.6(b) gibt einen Überblick über die Verteilung der einzelnen Messbahnen mit der jeweiligen Benennung, die im Folgenden für die Vorstellung der Ergebnisse verwendet wird. Aus den gemessenen Daten können die magnetische Längen sowie die Kantenwinkel berechnet werden. Die magnetische Länge wurde über die Bahn „Ebene 0, Offset 0“ bestimmt, für die Bestimmung der Kantenwinkel wurden Daten aller Bahnen aus „Ebene 0“ verwendet. Die Methode der Berechnung von Kantenwinkeln aus Magnetfeldwerten wird in Abschnitt 3.1.3 beschrieben. Tabelle 4.9 zeigt die resultierenden Werte für beide Dipolmagnete. Dabei wurde bei allen Messungen für die Eintrittsseite und für die Austrittsseite je bis zur Mitte der jeweiligen Bahn gemessen

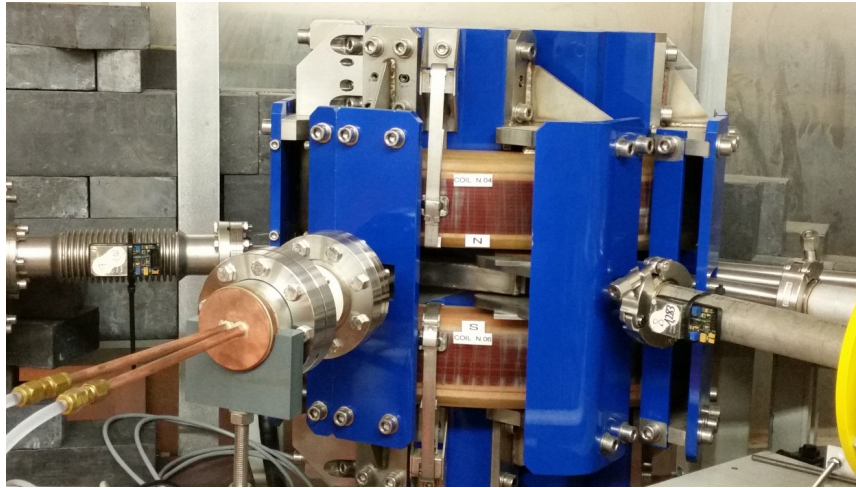


Abbildung 4.17.: Auf dem Foto ist der eingebaute Separationsdipol mit dem montierten Strahlfänger für den ERL-Betrieb zu sehen.

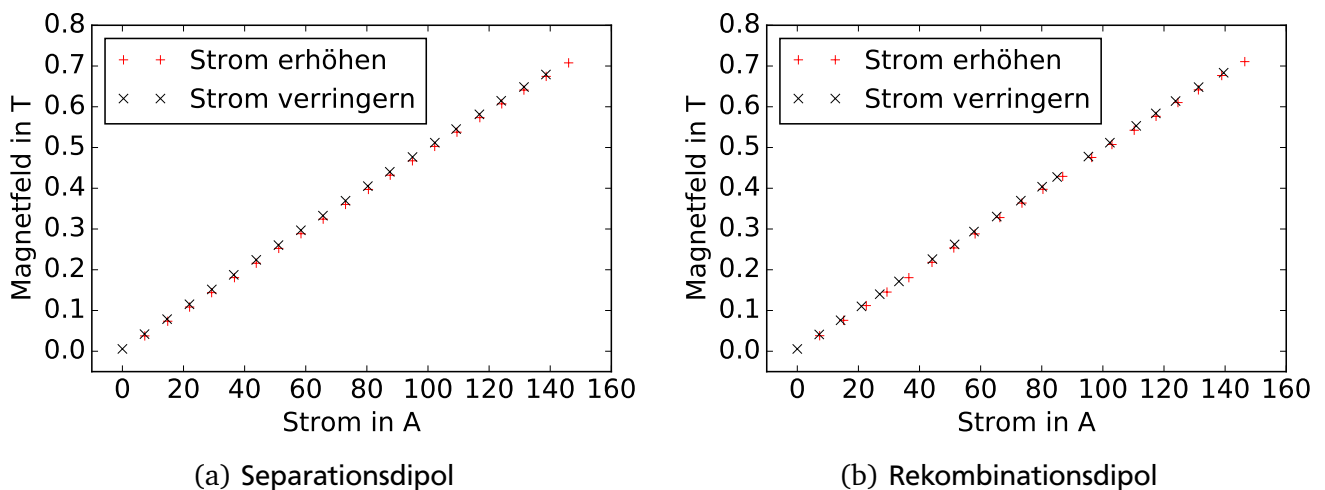


Abbildung 4.18.: Die vom Hersteller gemessenen $B(I)$ -Kurven des Separations- und Rekombinationsdipol werden gezeigt. Der lineare Zusammenhang ist klar zu erkennen. Leichte Abweichungen in den Magnetfeldwerten sind Hysteresis-Effekte. Die Unsicherheiten können Tab. 4.8 entnommen werden (Daten entnommen aus [67]).

(siehe dazu Abb. 3.6(a)). Des Weiteren wurde die Seite, an der alle Strahlen zusammenlaufen, nur für die äußerste Bahn aufgenommen. Die magnetischen Längen für diese Bahn ergeben sich aus den beiden gemessenen Summen, die der anderen drei Bahnen aus einer teils gemessenen und teils simulierten Summe. Die Messung der Dipolmagnete zeigte, dass die Ergebnisse der gemeinsamen Seite, die ungefähr der halben magnetischen Länge entsprechen, sehr nah an den Simulationen sind und damit diese Vereinfachung der Messungen zulässig ist (Messung Separationsdipol: 155,01 mm, Messung Rekombinationsdipol: 155,41 mm, Simulation: 155,94 mm). Vergleicht man nun für die komplette magnetische Länge die Ergebnisse der beiden Simulationen mit denen der Messungen in Tab. 4.9 miteinander, so ist eine gute Übereinstimmung der magnetischen Längen sowie der Kantenwinkel in Bereichen eines breiten Jochs zu erkennen. Wie bereits bei dem Vergleich zwischen den verschiedenen Simulationen zeigen die Kantenwinkel, die an schmalen Jochbereichen liegen, die größten Abweichungen.

Tabelle 4.9.: Diese Tabelle stellt alle finalen simulierten und gemessenen Parameter des Separations- und Rekombinationsdipols mit der Strahlenergie E_{kin} , dem Ablenkradius ρ , dem Ablenkwinkel α , den magnetischen Ein- und Austrittskantenwinkeln $\psi_{\text{ein,aus,mag}}$ sowie der magnetischen Länge zusammen. Eine Aussage der Unsicherheiten der Simulationen von M. Arnold sind in Abschnitt 4.2.2 zu finden. Über die Unsicherheiten der Simulationen von Sigmaphi (entnommen aus [63, 64]) wurde keine Angabe gemacht. Die Unsicherheiten der Messungen können mit Hilfe von Tab. 4.8 abgeschätzt werden. Zur besseren Vergleichbarkeit der Parameter fasst diese Tabelle Simulationen und Messungen zusammen. Sie befindet sich zur besseren Lesbarkeit zusätzlich in Kap. 4.2.2.

Quelle	Parameter	Strahl F	Strahl S	Strahl T	Strahl E
Allgemein	E_{kin} in MeV	38,25	68,85	99,45	130,05
	ρ in mm	189,7	341,4	493,2	644,9
	α in °	60,000	45,000	35,035	27,000
Simulation M. Arnold	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in °	14,91	14,36	14,06	13,85
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in °	−15,72	−23,55	−11,73	4,63
	l_{mag} in mm	215,45	285,37	316,16	320,06
Simulation Sigmaphi	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in °	14,82	14,13	13,88	13,75
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in °	−11,87	−21,40	−10,25	4,69
	l_{mag} in mm	216,55	286,09	316,73	320,63
Messung Sigmaphi Separationsdipol	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in °	x	x	x	13,58
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in °	−7,22	−22,57	−11,34	3,93
	l_{mag} in mm	215,38	284,12	315,67	319,17
Messung Sigmaphi Rekombinationsdipol	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in °	x	x	x	13,57
	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in °	−13,07	−22,28	−7,84	4,93
	l_{mag} in mm	216,34	285,95	316,63	319,83

Um die transversale Feldhomogenität zu bestimmen, wurde im homogenen Feld analog zu Gl. (3.20) gemessen. Wie auch bei der Messung der einzelnen Orbits wurde jeder Magnet in zwei Hälften unterteilt und je bis zur Mitte gemessen. Die Daten für die Bestimmung der transversalen Feldhomogenität stammen für jede Messreihe von dem Übergangsbereich zwischen den beiden Hälften. Die Ergebnisse stammen aus [67, 68] und werden in den Abb. 4.19 und 4.20 zusammengestellt, die Benennung der Daten folgt Abb. 3.6(b). Der grüne Bereich markiert die ursprünglich geforderte Güte der Feldqualität, bei der sich bereits während der Entwurfphase herausstellte, dass diese Bereiche für diesen anspruchsvollen Magnet nicht garantiert werden können. Dies zeigte sich bereits in den Daten der Simulationen (siehe Kap. 4.2) und wurde durch die Messungen bestätigt. Bei Strahl S konnte aufgrund der Spiegelplatten nicht der volle Offset-Bereich gemessen werden. Die Unsicherheiten der Messungen können anhand von Tab. 4.8 abgeschätzt werden. Ein Vergleich mit den Simulationen in Abb. 4.11 zeigt, dass nur Strahl S von den Simulationen nennenswert abweicht.

Ein Maß für die longitudinale Feldhomogenität und die im Feld enthaltenen Multipolanteile stellen Messungen gemäß Gl. (3.21) dar. Abbildungen 4.21 und 4.22 zeigen die resultierenden Grafiken für Separations- beziehungsweise Rekombinationsdipol, deren Bahnen der Benennung aus Abb. 3.6(b) folgen. Auch hier können die Unsicherheiten anhand der Daten aus Tab. 4.8 abgeschätzt werden. Es fällt

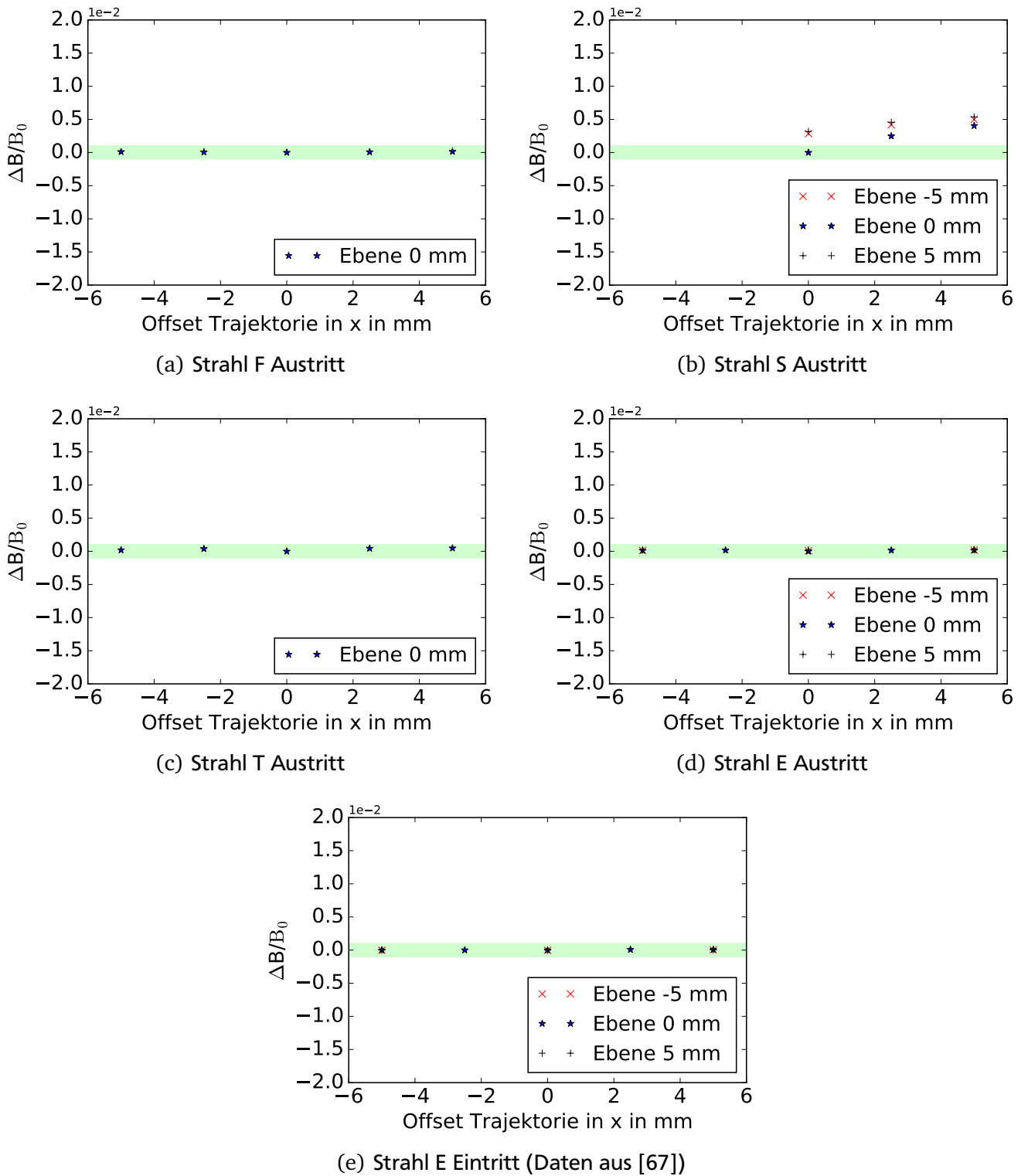
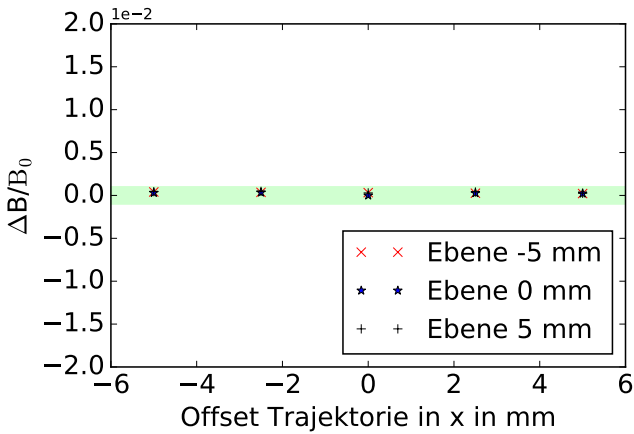
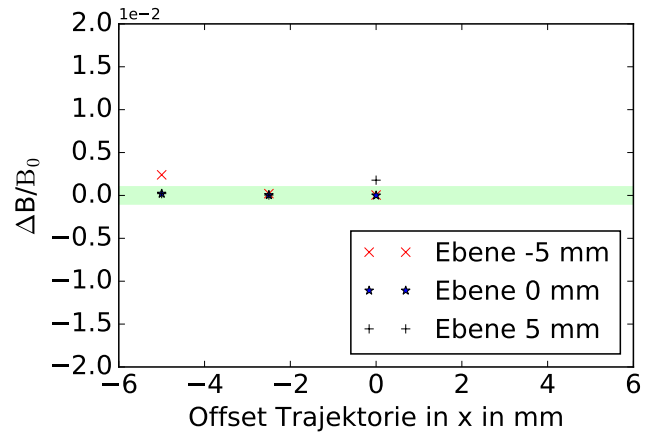


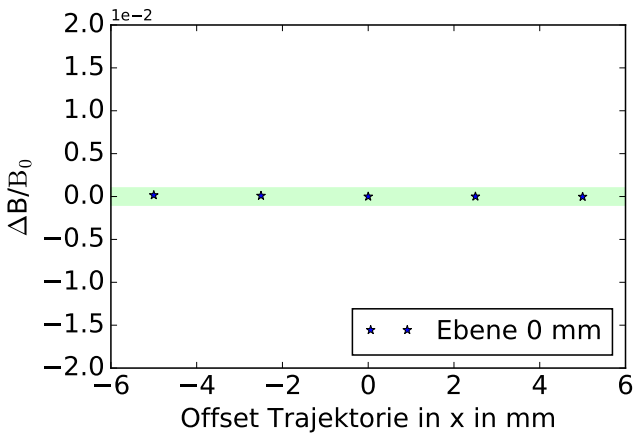
Abbildung 4.19.: Die gemessene transversale Feldhomogenität des Separationsdipol wird vorgestellt. Bei den abschließenden Messungen des Herstellers wurden nicht immer alle Ebenen aufgenommen (Daten aus [67]).



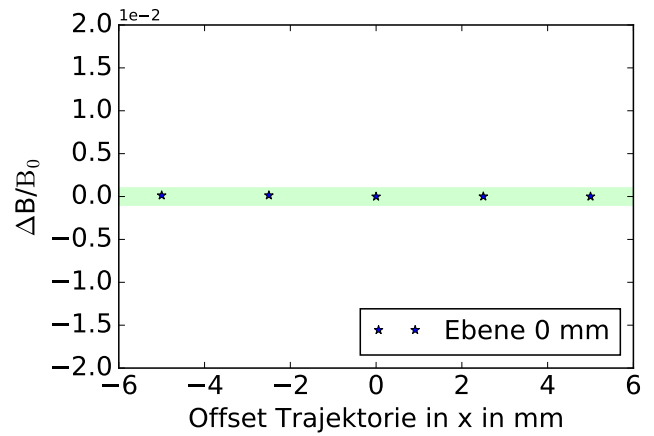
(a) Strahl F Eintritt



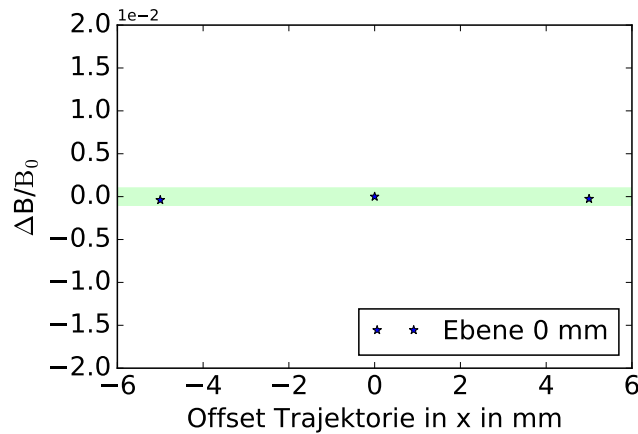
(b) Strahl S Eintritt



(c) Strahl T Eintritt



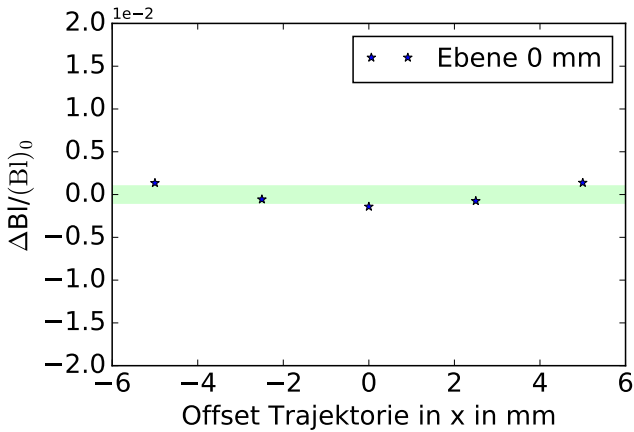
(d) Strahl E Eintritt



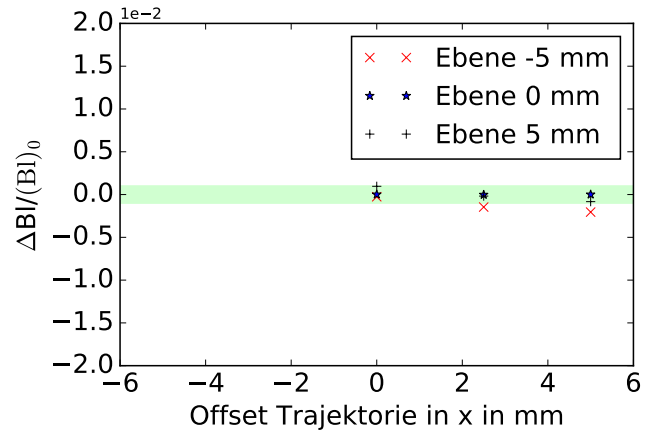
(e) Strahl E Austritt

Abbildung 4.20.: Die gemessene transversale Feldhomogenität des Rekombinationsdipol wird zusammengestellt. Bei den abschließenden Messungen des Herstellers wurden nicht immer alle Ebenen aufgenommen (Daten aus [67]).

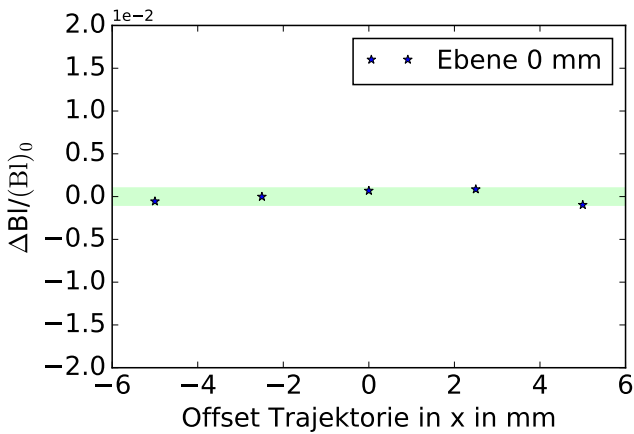
auf, dass die ursprüngliche Anforderung (grüner Bereich) bei beiden Magneten für die gemeinsame Seite (Eintritt bei Separationsdipol, Austritt bei Rekombinationsdipol) sowie den Extraktionsstrahl erfüllt werden. Diese beiden Bereiche sind am unproblematischsten, da dort die Breite des Jochs groß genug ist um eine gute Feldqualität zu erzielen. Nun fällt auf, dass für die anderen drei Strahlen F, S, T im Falle des Separationsdipol die Spezifikationen ebenfalls größtenteils eingehalten werden. Der Rekombinationsdipol allerdings erzielt für die gleichen drei Bahnen deutlich schlechtere Ergebnisse. Besagte Bahnen reagieren aufgrund des schmalen Jochbereichs sehr sensibel auf Änderungen in der Geometrie, der Grund für diese Abweichungen ist allerdings schwer nachzuvollziehen. Eine mögliche Erklärung könnten allerdings Fertigungsprobleme im Falle des Rekombinationsdipols sein. Es wurden bei der Fertigung des Jochs Bohrungen für die Spiegelplatten um mehrere 1/10 mm falsch gesetzt. Dieser Fehler wurde laut Aussage des Herstellers durch eine entsprechende Korrektur der Löcher in den Spiegelplatten selbst korrigiert [60]. Nähere Aufzeichnungen zu diesem Thema existieren nicht. Inwieweit diese Korrektur erfolgreich war und dieser Punkt einen Beitrag zu den schlechteren Ergebnissen liefert, kann nicht geklärt werden. Ein Vergleich mit den Simulationen in Abb. 4.12 beziehungsweise Abb. 4.13 zeigt vergleichbare Ergebnisse für Ebene 0. Im Falle der anderen Ebenen schwankt die Vergleichbarkeit der Ergebnisse stark. Zusätzlich musste beim Rekombinationsdipol eine nachträgliche und nötige Änderung einer Spiegelplatte durchgeführt werden (siehe Anhang (Kap. A.1)). Die Messungen erfolgten allerdings mit der originalen Konfiguration der Spiegelplatte.



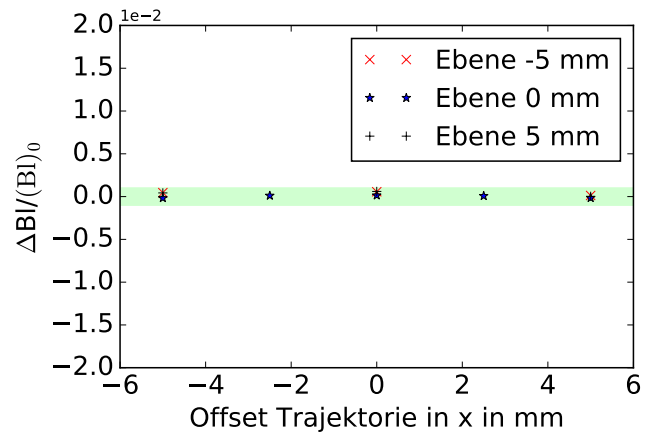
(a) Strahl F Austritt



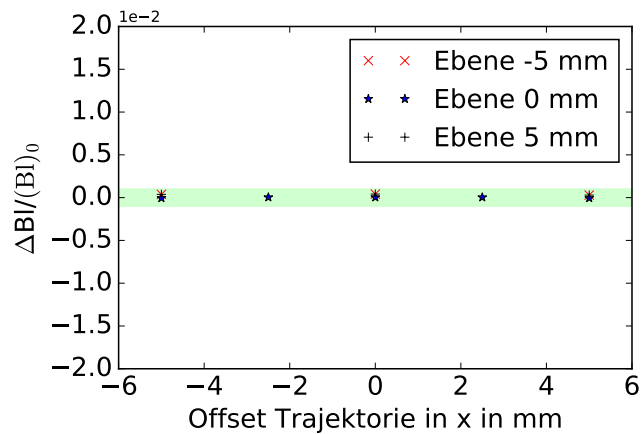
(b) Strahl S Austritt



(c) Strahl T Austritt



(d) Strahl E Austritt



(e) Strahl E Eintritt

Abbildung 4.21.: Die gemessene longitudinale Feldhomogenität des Separationsdipol wird vorgestellt. Bei den abschließenden Messungen des Herstellers wurden nicht immer alle Ebenen aufgenommen (Daten aus [67]).

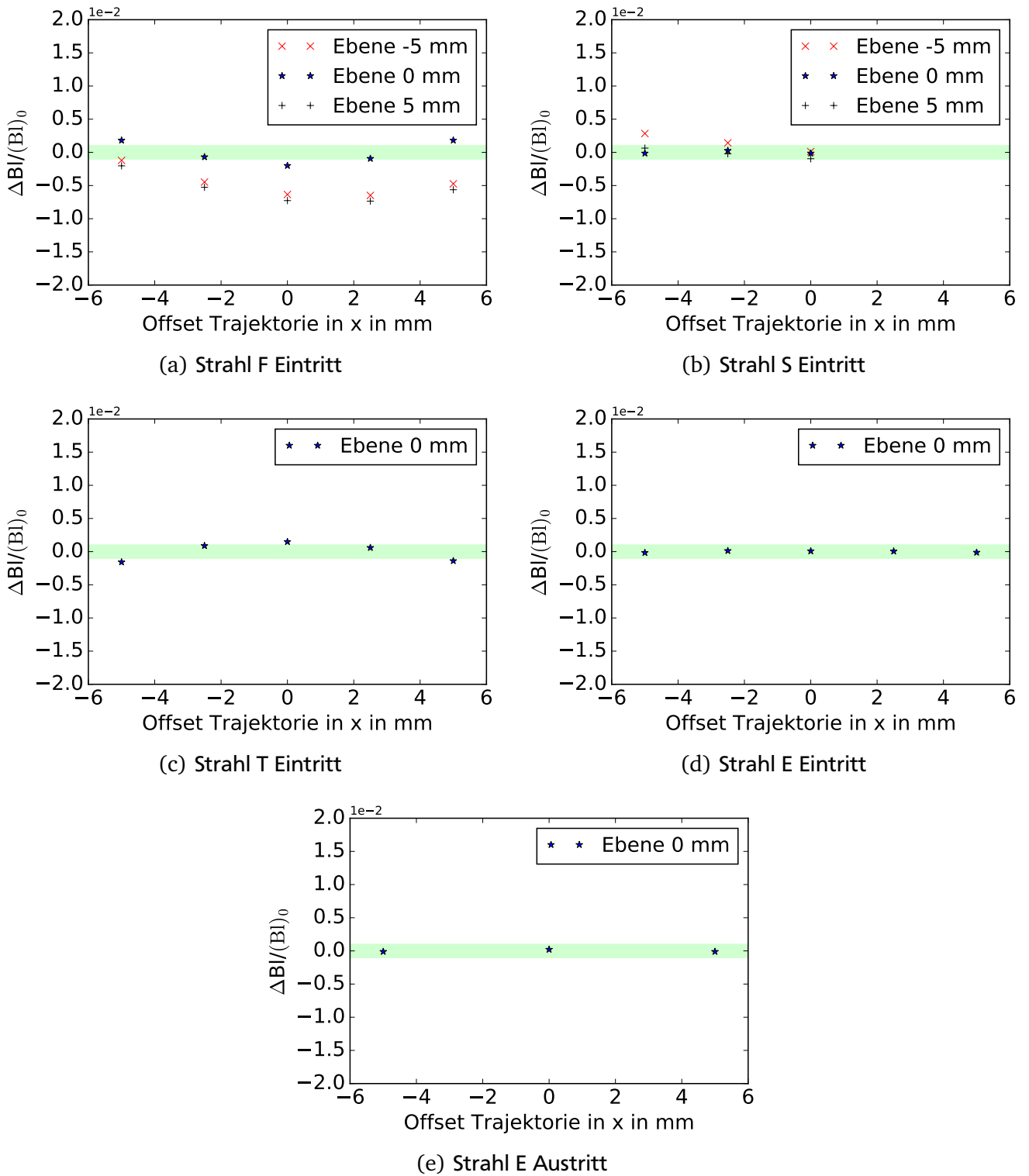


Abbildung 4.22.: Die gemessene longitudinale Feldhomogenität des Rekombinationsdipol wird gezeigt. Bei den abschließenden Messungen des Herstellers wurden nicht immer alle Ebenen aufgenommen (Daten aus [67]).

4.3.2 Bestimmung von Multipolanteilen

Die Bestimmung der Multipolanteile war nicht Teil der vertraglich festgelegten Messungen des Herstellers. Mit Hilfe von Magnetfeldmessungen mit einer rotierenden Spule [69, 70, 71], die nicht speziell auf die Messung von Multipolanteilen optimiert wurde, kann trotzdem eine grobe Abschätzung erfolgen. Zur Vereinfachung dieser Messungen wurde nicht eigens dafür ein Messstand aufgebaut, der alle Bahnen komplett abfahren kann, sondern an definierten einzelnen Punkten ein Spektrum aufgenommen. Die Messpositionen sind in Abb. 4.23 dargestellt.

Da zum Zeitpunkt der Messung beide Dipolmagnete bereits am S-DALINAC eingebaut waren, der Rekombinationsdipol aber im Vergleich zum Separationsdipol noch keine Vakuumkammer enthielt, wurden die Messpunkte im Bereich des ERL-Abgangs des Rekombinationsdipols durchgeführt. Es wurden Spektren an der Jochkante sowie an definierten Punkten entlang einer senkrecht durch die Spiegelplatte laufenden Linie um die Jochkante aufgenommen. Alle Messungen wurden mit verschiedenen Stromstärken durchgeführt. Die so erhaltenen Daten wurden fouriertransformiert und auf den Dipolmagnetanteil normiert. Abschließend wurde der Mittelwert über alle Stromstärken pro Eindringtiefe für jede Multipolkomponente gebildet und die Standardabweichung dazu berechnet. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.10 dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Messung, Auswertung und Ergebnisse ist in [71] zu finden. Zum Vergleich sind die an den identischen Positionen erhaltenen Ergebnisse aus der Simulation angegeben. Dazu wurde entsprechend dem in Abschnitt 3.1.3 vorgestelltem Verfahren für eine Messung auf dem Orbit vorgegangen mit einem Radius der GFR von 5 mm. Durch eine Anpassung an Gl. (3.27) bis zur fünften Ordnung und Normierung auf die Dipolmagnetkomponente erhält man die in Tab. 4.10 aufgelisteten Ergebnisse.

Man sieht, dass es bei den simulierten Daten im homogenen Feldbereich (P1) keine höheren Multipolanteile gibt. Erwartungsgemäß sind diese dann direkt an der Jochkante (P3) am stärksten ausgeprägt. Die unerlaubte Quadrupolmagnetkomponente ist aufgrund des Kantenwinkels dominant vorhanden. Bei den gemessenen Daten ist im Vergleich eine Auflösungsgrenze von ca. 0,15 % zu erkennen. Des Weiteren zeigen die erhöhten Multipolanteile kleinere Werte, als die entsprechenden simulierten Daten, die relative Einordnung der Höhe aller Anteile ist aber in beiden Fällen vergleichbar. Dies zeigt deutlich, dass auf der einen Seite eine entsprechende Optimierung des Magnetometers einen niedrigeren Untergrund bedeuten könnte. Auf der anderen Seite scheinen die Anteile des gefertigten Magneten geringer auszufallen, als es die Simulation vorausgesagt hat.

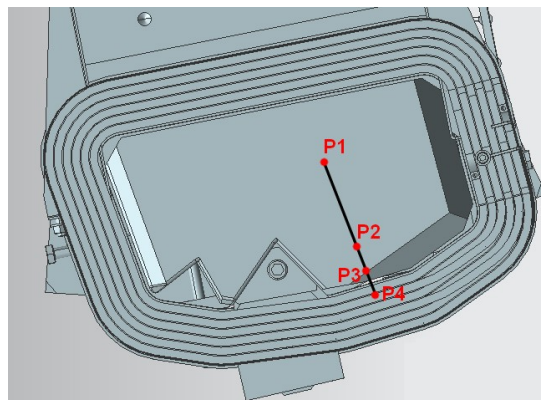


Abbildung 4.23.: Diese Skizze zeigt einen Querschnitt durch den Rekombinationsdipol mit den markierten Positionen der Multipolmessungen (entnommen aus [71]).

Tabelle 4.10.: Diese Tabelle zeigt die an speziellen Positionen simulierten und mit der rotierenden Spule gemessenen Multipolanteile des Rekombinationsdipols (Simulation: Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Messung: Daten entnommen aus [71]).

Herkunft	Eindringtiefe in cm	$ \overline{B_2/B_1} $ in %	$ \overline{B_3/B_1} $ in %	$ \overline{B_4/B_1} $ in %
Simulation	(P1)	13	0,01	0,01
	(P2)	2	0,34	0,02
	(P3)	0	2,11	0,38
	(P4)	−2	1,78	0,07
Messung	(P1)	13	$0,18 \pm 0,13$	$0,15 \pm 0,08$
	(P2)	2	$0,18 \pm 0,14$	$0,16 \pm 0,08$
	(P3)	0	$0,42 \pm 0,14$	$0,37 \pm 0,17$
	(P4)	−2	$0,18 \pm 0,09$	$0,16 \pm 0,18$

4.4 Weitere Magnete

Zusätzlich zu den neuen Versionen des Separations- und Rekombinationsdipol benötigt die dritte Strahlführung weitere Dipolmagnete (45° Dipolmagnet). Es wird über ihre Auslegung, den Bau und die Messungen berichtet. Auch die bereits existierenden Dipolmagnete müssen näher untersucht werden. So muss geprüft werden, inwieweit die zur Verfügung stehende maximale magnetische Induktion der Dipolmagnete der äußeren Rezirkulation zu den benötigten Werten passt. Des Weiteren werden teilweise Dipolmagnete abseits ihrer ausgelegten Betriebsparameter auf anderen Einbaupositionen eingesetzt. Beispielsweise muss aufgrund des auf 27° geänderten Ablenkwinkels des Separationsdipols in die Extraktion der Extraktionsdipolmagnet E0BM01 angepasst werden. Die Bestimmung dieser Parameter sowie die Zuordnung der Dipolmagnete auf die verschiedenen Einbaupositionen mit den dann geltenden Werten können im Anhang (siehe Kap. A.4) nachgelesen werden. Neben den Dipolmagneten werden Quadrupolmagnete (Danfysik Quadrupolmagnet: [72], „laminiertes Quadrupolmagnet“: [69]) und Sextupolmagnete eingebaut. Des Weiteren werden die im Zuge des Umbaus neu entwickelten Platinensteerer (Korrekturdipolmagnete) vorgestellt.

4.4.1 45° Dipolmagnet

Im Rahmen von [11] wurde der Ablenkwinkel für die neue Rezirkulation auf 45° festgelegt, da mit diesem Winkel der vorhandene Platz zwischen den beiden bestehenden Rezirkulationen ideal genutzt werden konnte. Wie oben beschrieben werden Separations- beziehungsweise Rekombinationsdipol für die neue Strahlführung entsprechend ausgelegt. Für einen kompletten 360° Bogen sind demnach noch sechs 45° Dipolmagnete in der neuen Strahlführung nötig. Der 45° Dipolmagnet muss keine speziellen Anforderungen wie der Separationsdipol erfüllen. Für sein Magnetfeld für die in dieser Rezirkulation transportierten maximalen Strahlenergie von 68,4 MeV wurde eine moderate magnetische Induktion im linearen Bereich der B(H)-Kurve des magnetischen Materials gewählt. Das maximale Feld beträgt 0,702 T, das nominale Feld für die maximal mögliche Energie 0,616 T. Der Abstand beider Polschuhe ist mit 30 mm identisch zu den bereits betriebenen Dipolmagneten festgelegt und die Ein- beziehungsweise Austrittskantenwinkel entsprechen gängigen Werten der in der Vergangenheit verwendeten Dipolmagnete, die für die Strahldynamiksimulationen sehr gute Ergebnisse liefern (siehe Kap. 5.2). Es wird ein H-Joch verwendet, das eine sehr kompakte Bauweise ermöglicht. Tabelle 4.11 gibt einen Überblick über

die bei der Simulation des Herstellers erhaltenen Daten [73, 74], die den zuvor in [62] gemachten Angaben komplett entsprechen. Die Simulationen wurden hinsichtlich der Feldhomogenität untersucht und beurteilt. Dabei ist vorallem die Feldqualität in der GFR von großer Bedeutung, da im Betrieb der Strahl den Dipolmagneten in diesem Volumen passieren wird. Der Radius wurde auf 5 mm um den Strahlorbit festgelegt. Die transversale Feldhomogenität dB/B_0 wird in [73, 74] zwischen $-4,2 \cdot 10^{-4}$ und $2,0 \cdot 10^{-4}$ liegend angegeben. Im Falle der longitudinalen Feldqualität $d(Bl_{\text{mag}})/(Bl_{\text{mag}})_0$ werden $-2,13 \cdot 10^{-4}$ bis $5,11 \cdot 10^{-4}$ genannt. Die Spezifikation, die für die longitudinale Feldhomogenität einen Wert kleiner 10^{-3} forderte, wurde hiermit deutlich erfüllt.

Tabelle 4.11.: Die von Sigmaphi simulierten und gemessenen finalen Parameter des 45° Dipols sind in dieser Tabelle aufgelistet. Angegeben wird die Strahlenergie E_{kin} , der Ablenkradius ρ , der Ablenkwinkel α sowie die magnetischen Eintritts- und Austrittskantenwinkel $\psi_{1,2}$ (Simulation entnommen aus [73, 74], Messung entnommen aus [66]).

Quelle	Parameter	Wert
Allgemein	E_{kin} in MeV	68,85
	ρ in mm	376,5
	α in $^\circ$	45,000
Simulation Sigmaphi	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in $^\circ$	17,00
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in $^\circ$	17,00
	l_{mag} in mm	295,6
Messung Sigmaphi	$\psi_{\text{ein,mag}}$ in $^\circ$	17 ± 1
	$\psi_{\text{aus,mag}}$ in $^\circ$	17 ± 1
	l_{mag} in mm	$295,805 < l_{\text{mag}} < 296,042$

Die 45° -Dipolmagnete, einer von ihnen ist auf Abb. 4.24 vor dem Einbau am S-DALINAC zu sehen, wurden vor ihrer Auslieferung ebenfalls vom Hersteller auf die aus den Simulationen stammenden Spezifikationen überprüft [73]. Eine genaue Auflistung aller Ergebnisse ist in [66, 68] zu finden. Im Folgenden wird auf Ergebnisse gemessen auf dem nominalen Magnetfeld von $B = 0,61$ T eingegangen, die Messungen erfolgten identisch zu den Messungen aus Kap. 4.3 und die Beschriftung der Bahnen folgt ebenfalls Abb. 3.6(b). Alle Messungen wurden mit einer Hall-Sonde durchgeführt. Die Unsicherheiten der Messungen können anhand von Tab. 4.8 abgeschätzt werden. Abbildung 4.25 stellt die im homogenen Feldbereich gemessenen $B(I)$ -Kurven des Magneten Nr. 1 für die Hauptspulen und die Trimspulen vor. Sie folgen dem erwarteten linearen Verlauf und zeigen minimale Hysterese-Effekte. Die Messungen aller sechs Dipolmagnete zeigen, dass die Parameter aus den Simulationen aus Tab. 4.11 erreicht worden sind und fasst die Messergebnisse zusammen.

Abbildung 4.26 zeigt, dass für Magnet Nr. 1 alle Werte der transversalen und longitudinalen Feldhomogenität innerhalb der Spezifikationen (grüner Bereich) liegen.

Zwei erwähnenswerte Punkte sind bei den Messungen aller sechs Dipolmagnete aufgetreten. Die erste Thematik zeigt Tab. 4.12. Erwartet wurde, dass alle baugleichen Magnete bei der gleichen Stromstärke ein identisches oder nahezu identisches Feld erzeugen. Die Messungen zeigten aber, dass im Extremfall die Stromstärke zwischen Magnet Nr. 2 und Nr. 5 um 1,57 A abweicht bei der Erzeugung eines identischen Feldes. Dieser Effekt wird auch für die bereits existierenden Dipolmagnete am S-DALINAC in Kap. 6.3 näher untersucht. Dieses Verhalten wird in Zukunft durch eine entsprechende Einstellung der Trimspulen korrigiert. Das zweite Thema beschäftigt sich mit der Montagegenauigkeit der Spiegelplatten. Während der beim Hersteller durchgeführten Messungen fiel auf, dass die Homogenität des



Abbildung 4.24.: Auf diesem Foto ist einer der sechs 45° Dipolmagnete vor ihrem Einbau in den Beschleuniger zu sehen.

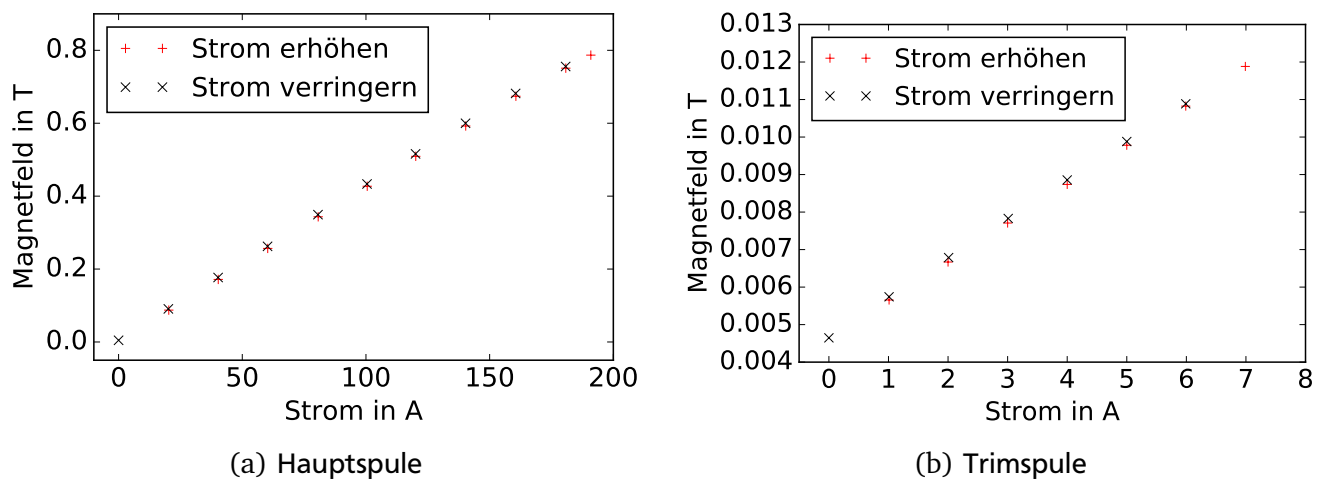
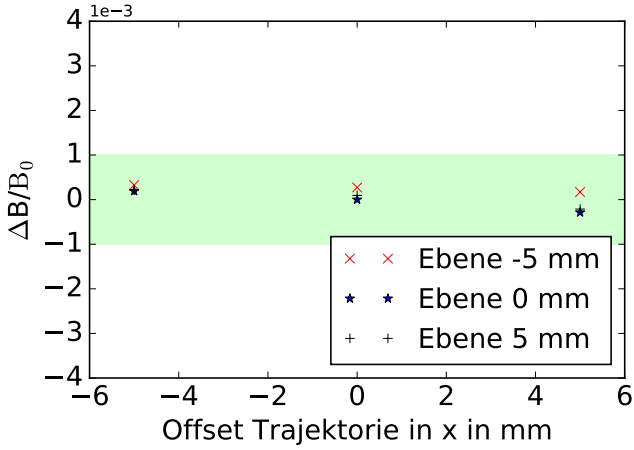
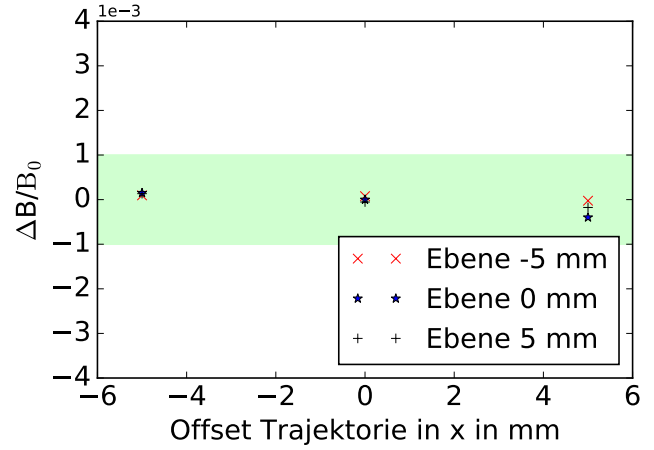


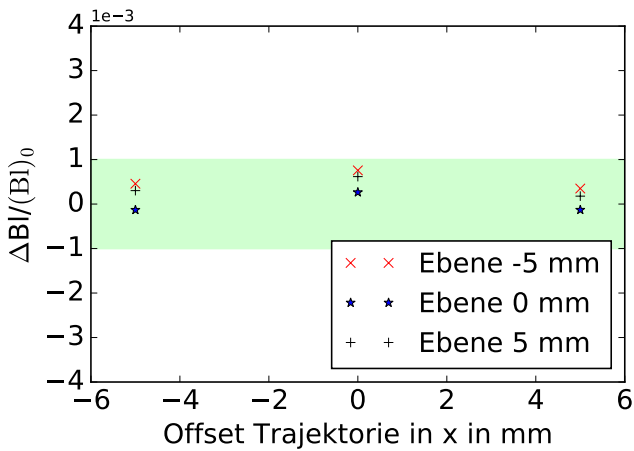
Abbildung 4.25.: Die gemessenen $B(I)$ Kurven des 45°-Dipolmagnets Nr. 1 und seiner Trimspule Nr. 1 werden gezeigt (Daten aus [68]).



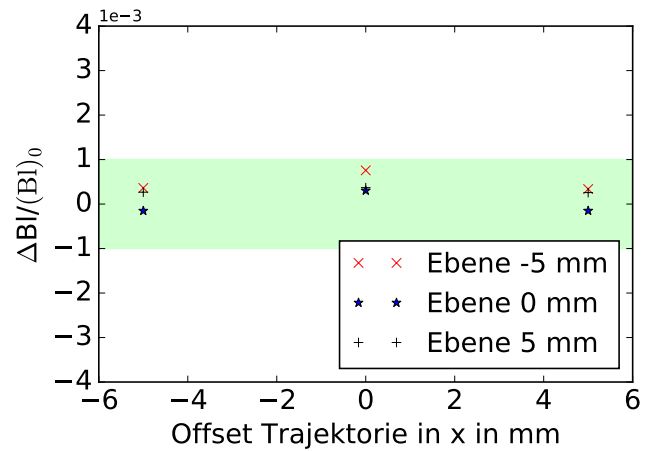
(a) Transversale Feldhomogenität Eintrittsseite



(b) Transversale Feldhomogenität Austrittsseite



(c) Longitudinale Feldhomogenität Eintrittsseite



(d) Longitudinale Feldhomogenität Austrittsseite

Abbildung 4.26.: Die Abbildungen zeigen die gemessene longitudinale und transversale Feldhomogenität des 45°-Dipolmagnet Nr. 1 (Daten aus [68]).

Feldes sehr sensibel auf die Montage der Spiegelplatten reagiert. Diese müssen exakt parallel zum Joch montiert werden, so wie es nach einer Korrektur bei fünf der sechs Dipolmagnete der Fall war. Der sechste Dipolmagnet zeigte trotz minimaler Schwankungen der Abstände der Spiegelplatten zum Joch in der Größenordnung von bis zu 0,9 mm die gewünschten Ergebnisse, er wurde allerdings nicht mehr angepasst.

Tabelle 4.12.: Die von Sigmaphi gemessenen finalen Parameter des 45° Dipolmagnets sind in dieser Tabelle aufgelistet. Die Strahlenergie E_{kin} , der Ablenkradius ρ sowie der Ablenkwinkel α können Tab. 4.11 entnommen werden. Aus den Messungen erhalten wurden die Ein- und Austrittskantenwinkel, das magnetische Feld bei angegebenem Spulenstrom und die resultierende magnetische Länge (entnommen aus [66]). Eine Aussage über die Genauigkeiten der Messungen können Tab. 4.8 entnommen werden.

Nr.	ψ_1 in °	ψ_2 in °	I in A	B in T	l_{mag} in mm
1	17±1	17±1	144,73	0,6105	295,915
2			145,07	0,6109	295,805
3			143,56	0,6100	295,953
4			143,62	0,6104	295,963
5			143,50	0,6109	296,042
6			143,68	0,6108	296,017

4.4.2 Bestimmung der maximalen magnetischen Induktion der T-Dipolmagnete

Ein wesentlicher zu beachtender Punkt ist die Tatsache, dass die bestehenden Rezirkulationen im neuen Aufbau Strahlen mit anderen Energien als ursprünglich ausgelegt ablenken müssen. Die ehemalige und aktuelle erste Rezirkulation wird die neuen Anforderungen problemlos erfüllen, da eine Verringerung der Strahlenergie von maximal 50 MeV auf 38,00 MeV erfolgte. Für die ehemalige zweite und aktuell dritte Rezirkulation erhöhte sich allerdings die zu transportierende Strahlenergie von 90 MeV auf 98,8 MeV. Laut Herstellerangaben [75] beträgt das maximale magnetische Feld 0,67 T bei einem Strom von 175 A. Während systematischen Untersuchungen zu den erzeugten Magnetfeldern im Rahmen von [71] zeigte sich, dass alle Dipolmagnete den angegebenen Wert erreichen. Eine genaue Auflistung der gemessenen Felder gibt Tab. 4.13. Da alle Dipolmagnete im Betrieb ein einheitliches Feld besitzen müssen, ist das kleinste gemessene Magnetfeld von 0,679 T ausschlaggebend. Damit wäre ein Transport eines Strahls mit einer maximalen kinetischen Energie von 93,2 MeV möglich. Dies würde eine Begrenzung der maximal möglichen Strahlenergie auf 121,9 MeV bedeuten. Inwieweit die Dipolmagnete gefahrlos oberhalb ihrer Spezifikation betrieben werden können, wird der Betrieb in der Zukunft zeigen. Die zur Verfügung stehenden Netzteile erlauben Spulenströme von 200 A. Allerdings müssen bei einem Betrieb außerhalb der Herstellerspezifikationen die Temperaturen der Spulen überwacht und begrenzt werden.

4.4.3 Entwurf neuer Platinensteerer mit homogener Feldverteilung

In einem idealen Beschleuniger folgt der Strahl perfekt dem Orbit, es werden im Falle der linearer Strahldynamik nur Dipolmagnete zur Führung und Quadrupolmagnete zur Fokussierung benötigt. Trotz eines sehr großen Aufwands bei der Justage aller Strahlführungselemente (siehe Kap. 6.2) sind zusätzliche Freiheitsgrade bei der Einstellung des Strahls von großer Wichtigkeit. Diese Freiheitsgrade werden

Tabelle 4.13.: Diese Tabelle gibt die bei einem Spulenstrom von 175 A erreichten magnetischen Felder aller Dipolmagnete der äußeren Rezirkulation an. Der deutlich größere Fehler bei T2BM03 hat seine Ursache in Problemen mit der Hallsonde, die bei der Messung dieses Magnetfeldes verwendet wurde. Die Daten wurden im Rahmen von [71] aufgenommen.

Name	Magnetfeld in mT	Unsicherheit in mT
T0BM01	705,2	0,2
T0BM02	708,2	0,2
T0BM03	678,8	0,2
T0BM04	678,8	0,4
T2BM01	689,4	0,4
T2BM02	679,2	0,2
T2BM03	696,4	1,4
T2BM04	703,7	0,2

durch die Nutzung von Korrekturdipolen („Steerern“) erreicht. Mit diesen zusätzlichen Einstellmöglichkeiten kann zum Beispiel der Strahl ablenkfrei durch einen Quadrupolmagnet transportiert werden. Ablenkfreiheit bedeutet, dass die transversalen Positionen des Strahls nicht von der Fokussierstärke des entsprechenden Quadrupolmagnets abhängen. Am S-DALINAC werden viele verschiedene Steerermodelle zu minimalen Positionskorrekturen des Strahls in den beiden transversalen Richtungen eingesetzt. Im Bereich der Beschleunigerhalle wird dabei typischerweise ein so genannter Platinensteerer verwendet. Er besteht pro Steerer aus zwei Platinen, die je die Form einer Spule besitzen und um das Strahlrohr geknickt werden. In Kombination mit einem Mumetallprofil werden so zwei (Steerer in einer Ebene) oder vier Platinen (Steerer in zwei Ebenen) um das Strahlrohr montiert. Dabei werden auf den Geraden-Segmenten typischerweise doppelte Steerer-Paare (zwei Ebenen) verwendet, in den Bögen typischerweise y -Steerer-Paare (eine Ebene), da in den Bogensegmenten zusätzlich die Trimspulen der Dipolmagnete für eine horizontale Positionskorrektur verwendet werden können. Ursprünglich basiert der Platinensteerer auf einem Design aus Mainz [76] mit einem maximalen Ablenkwinkel von ± 1 mrad ($\pm 0,057^\circ$). Aufgrund der designierten Verwendung in MAMI und der damals möglichen Techniken wurde eine sehr spezielle Form und Krümmung der Spulenverläufe gewählt. Messungen der magnetischen Eigenschaften (siehe Tab. 4.14) zeigten, dass die transversale Feldhomogenität entlang der Strahlachse Raum für Optimierungen bot. Aus diesem Grund wurde sich für den Bau eines neuen Platinensteerermodells entschieden. Auf Basis neuester Materialien wurde in der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik der TU Darmstadt ein Prototyp eines Platinesteerers entwickelt, der eine klassische Spulenform besitzt. Als Basis wird eine Platine mit Flex-Bereich verwendet, die ein einfaches und gefahrloses Knicken der Platine erlaubt [77]. Die fertige Platine ist in Abb. 4.28 zu sehen. Bei Verwendung der hauseigenen CPS-Netzteile steht ein möglicher Strom von bis zu 10 A zur Verfügung, die Windungszahl wurde mit 14 Windungen an die MAMI Version angelehnt. Als Halterung wurde die im Querschnitt zu sehende Befestigung von Abb. 4.27 verwendet, die sich an das alte Design anlehnt. Dabei wurden Ringe aus POM (Polyoxymethylen) als Basis eingesetzt. Damit die Platinen exakt im rechten Winkel geknickt und montiert werden können, wurden teilweise Abstandstreifen aus POM eingefügt. Der ganze Aufbau wird von den bereits beim alten Design verwendeten Mumetallprofil umschlossen. Eine genaue Montageanleitung ist im Anhang (Kap. A.5) zu finden.

Der Prototyp wurde auf einem Strahlrohrstück montiert und hinsichtlich seiner magnetischen Eigenschaften und Betriebsparameter ausführlich untersucht. Die industriell gefertigten Platinen der Serienfertigung wurden lediglich bei und nach der Montage elektrisch gemessen, ihnen werden identische

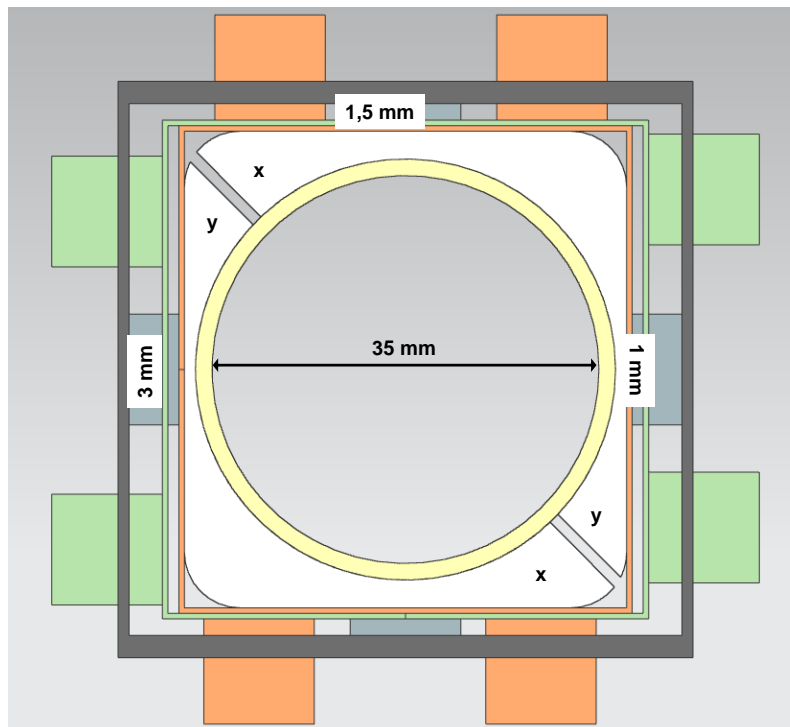


Abbildung 4.27.: Dieser Querschnitt zeigt die Halterung der neuen Platinensteerer. In orange sind die x-Platinen (lenken in der xz-Ebene ab) eingefärbt, in grün entsprechend die y-Platinen (lenken in der yz-Ebene ab). Der Ring sowie die Abstandstreifen sind aus POM gefertigt. Bei der Montage stellte sich heraus, dass der 1,5 mm POM Abstandstreifen durch einen 1 mm Abstandstreifen ersetzt werden sollte. Die Markierungen „x“ und „y“ zeigen an, welche Platine die entsprechende Seite berührt und stellen eine Hilfe bei der Montage dar.

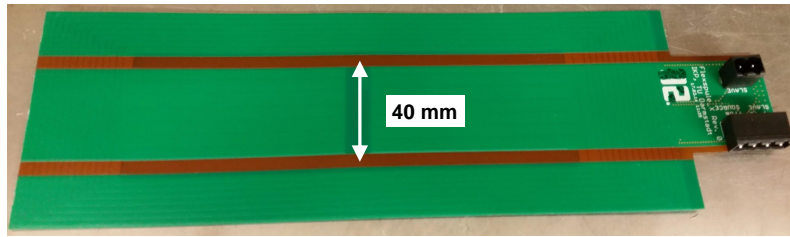


Abbildung 4.28.: Dieses Foto zeigt eine der Steererplatten vor dem Einbau.

magnetische Eigenschaften zugesprochen. Wichtig war bei der Messung des Prototyps vorallem der Vergleich mit dem Vorgängermodell der Platinensteerer, der im Rahmen von [78] durchgeführt wurde. Da sich die Vorgängerversion im langjährigen Betrieb bewährt hat, definierte sie die minimalen Anforderungen. Tabelle 4.14 gibt einen Überblick über die Parameter der alten und neuen Steerer. Dabei ist das neue Modell in allen Punkten überlegen. Bei der Bestimmung des maximalen Stroms wurde die Messung der Temperatur ohne Strahlrohr innerhalb der Platinen durchgeführt, es wurden dabei alle vier Platinen auf dem identischen hohen Stromsetzwert betrieben. Die maximale Temperatur der Platinen darf 110 °C aufgrund der Lötverbindungen an den Steckern nicht überschreiten. Wenn der identische Aufbau mit einem Strahlrohr betrieben wird, so sollte eine größere thermische Leitfähigkeit des Edelstahls im Vergleich zur Luft für vergleichbare oder schwächere Temperaturerhöhungen sorgen. Zusätzlich wurde die Kopplung der beiden Steerer-Richtungen für beide Modelle untersucht. Aufgrund der Form der Platinen wirkt ein in vertikaler Richtung ablenkender Steerer auch immer zu einem gewissen Anteil in horizontaler Richtung beziehungsweise wirkt auch ein in horizontaler Richtung ablenkender Steerer zu einem gewissen Anteil in vertikaler Richtung. Betrachtet man die Kalibrierungsgeraden des neuen Modells für die x- und y-Platine, so stammt der minimale Unterschied in der Steigung aus der leicht anderen Geometrie der Platinen und damit des Abstands der beiden Platinen zueinander (siehe Abb. 4.27). Die Remanenz und damit der y-Achsenabschnitt bei der Kalibrierungsgeraden sind vernachlässigbar.

Tabelle 4.14.: Beide Platinensteerermodelle werden im Vergleich gezeigt. Alle Messungen des alten Modells wurden ohne Strahlrohr durchgeführt. Die maximale Temperatur von 110 °C darf für das neue Modell aufgrund der Lötverbindungen der Stecker nicht überschritten werden. Die Temperaturmessung wurde ohne Strahlrohr, die anderen Messungen des neuen Modells mit Strahlrohr durchgeführt. Im Falle der Temperaturmessung sollte ein eingebautes Strahlrohr die Werte nicht wesentlich verändern. Die Feldhomogenität wurde für jeden Messpunkt entlang der z-Achse bestimmt. Dazu wurde die Differenz der Messpunkte zu dem jeweiligen Mittelwert entlang der x-Achse gebildet (Daten aus [78]).

Parameter	Altes Modell	Neues Modell
Magnetische Länge	(145 ± 10) mm	(201,9 ± 1,4) mm
Maximal möglicher Strom	ca. 2 A	5 A ($\Delta T \leq 80$ K, ohne Strahlrohr)
Magnetfeld bei 2 A	(1,41 ± 0,01) mT	(1,54 ± 0,01) mT
Größte Feldabweichung	35 %	7 %
Übersprechen	nicht bestimmt	ca. 10 %
Kalibriergerade	nicht bestimmt	x-Platine: $(0,771 \pm 7 \cdot 10^{-4})$ mT/A y-Platine: $(0,745 \pm 6 \cdot 10^{-4})$ mT/A

5 Auslegung und Simulation der neuen Strahlführung

Die Simulation der Strahldynamik stellt einen sehr wichtigen Bestandteil des kompletten Projekts „Dritte Rezirkulation“ dar. Zu Beginn diente sie der Festlegung der gewünschten Parameter der neuen Dipolmagnete und eines grundlegenden Aufbaus der kompletten Strahlführung. Im Laufe der unter Kap. 4.2 beschriebenen Änderungen mussten die Simulationen ständig an die neuen Magnetparameter angepasst werden. Die endgültigen, gemessenen Parameter der verwendeten Magnete fließen schließlich final in die Strahldynamiksimulationen ein. Während des vorgestellten Aufbaus haben sich minimale Änderungen ergeben, die bei der finalen Justage und Messung der Magnetpositionen bestimmt wurden (siehe Kap. 6.2). Diese Änderungen in den Positionen haben keine wesentlichen Auswirkungen auf die Strahldynamik und sind daher in die vorgestellten Simulationen nicht eingeflossen. Die Kap. 5.1, 5.2, 5.3 und 5.4 beschäftigen sich mit einer abschnittswisen Simulation einzelner Strahlführungsabschnitte, die mit XBEAM (siehe Abschnitt 3.2.3, [52, 51]) berechnet wurden. Die verwendeten Startparameter des Elektronenstrahls sind:

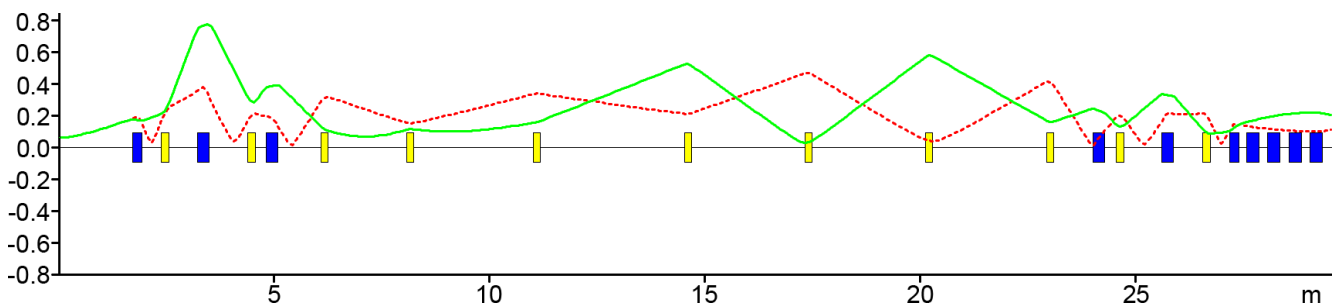
- x-Ausdehnung: 0,13 mm
- y-Ausdehnung: 0,13 mm
- Divergenz in x: 0,2 mrad
- Divergenz in y: 0,2 mrad
- Bunchlänge: 1,00 mm
- Impulsunschärfe $\Delta p/p$: 0,0196 %

Es ist zu beachten, dass in XBEAM immer die halben Strahlparameter bei der Definition der Strahlmatrix angegeben werden müssen. Zusätzlich zu der allgemeinen Einstellung wurde für jede Rezirkulation die lineare Skalierbarkeit der Bogenquadrupolmagnete zum Einstellen des nicht-isochronen Rezirkulierens untersucht und eine Betrachtung der Akzeptanz durchgeführt. In einem letzten Schritt wurde eine nach dem Injektorbeschleuniger beginnende start-to-end Simulation aller Rezirkulationen bis hin zum Lintott-Spektrometer mit *elegant* in [79] durchgeführt. Kapitel 5.5 beschäftigt sich mit den mit *elegant* durchgeführten Simulationen zu den Justagetoleranzen der Magnete. Wie sich das finale Design des Separationsdipols aus Kap. 4.2 auf die Strahldynamik auswirkt wird in Kap. 5.6 näher untersucht. Wenn die Weglängen der einzelnen Rezirkulationen bewegt werden, ändern sich auch die relativen Positionen bestimmter Magnete. Wie genau sich die Positionsänderungen auf die Strahldynamik auswirken, wird in Kap. 5.7 näher untersucht. Wie gut letzten Endes die durchgeführten Simulationen auf den realen Beschleuniger übertragbar sein werden, wird der Betrieb zeigen. Für den ehemaligen Aufbau des S-DALINAC, bei dem einige Parameter schlechter bekannt waren als im aktuellen Aufbau, wurden erste Vergleiche des Übertrags von Simulation auf die reale Maschine in [80] durchgeführt. Trotz der gefundenen Abweichungen war in der Vergangenheit die Simulation der Strahldynamik ein sehr guter Startpunkt zur weiteren Optimierung des Strahls. Des Weiteren wurden Simulationen zur Erhöhung des BBU-Limits in [79] durchgeführt, bei denen zusätzliche Rotationsquadrupol- und Sextupolmagnete in die Strahlführung integriert wurden. In den Simulationen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, werden diese Elemente nicht berücksichtigt, da sie im normalen Betrieb des S-DALINAC nicht verwendet werden.

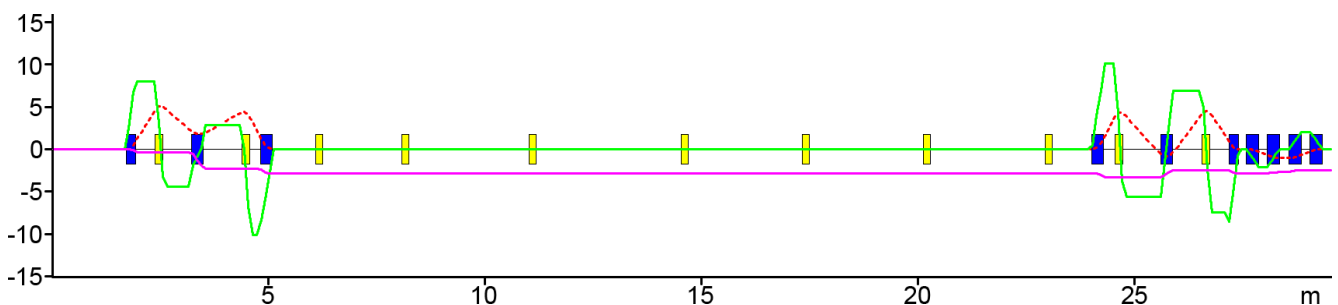
5.1 Erste Rezirkulation

5.1.1 Grundeinstellung

Die erste Rezirkulation des ehemaligen Aufbaus ist auch die erste Rezirkulation des neuen Aufbaus. Aufgrund des neuen Separationsdipols resultierte ein Parallelversatz der kompletten Strahlführung und damit folgend eine benötigte Überarbeitung der Strahldynamik. Auch die neuen Kantenwinkel des Separationsdipols müssen entsprechend berücksichtigt werden. Für alle Einstellungen (isochron oder nicht-isochron) ist es sehr wichtig, dass die transversale und die Winkeldispersion am Ende eines Bogens verschwunden sind, dieser also achromatisch betrieben wird. Andernfalls würde eine Einstellung des Strahls deutlich erschwert werden. Die Einhüllende des Strahls muss auf jeden Fall innerhalb der Apertur der Strahlführung gehalten werden. Im Idealfall sollte der Strahl in seiner $1-\sigma$ Umgebung einen Durchmesser von ca. 2 mm nicht überschreiten. Abbildung 5.1(a) zeigt die $1-\sigma$ Strahleinhüllenden entlang der Strahlachse in x und y. Gezeigt wird die halbe Strahlausdehnung, die entlang der z-Achse gespiegelt die volle Strahlausdehnung ergibt. Die entsprechenden dispersiven Bahnen sind in Abb. 5.1(b) zu sehen. In diesem Fall wird eine nicht-isochrone Einstellung dargestellt. Die isochrone sowie andere nicht-isochrone Einstellungen erhält man durch eine entsprechende lineare Skalierung der Gradienten der Quadrupolmagnete im ersten Bogen, die im folgenden Abschnitt näher untersucht wird. Die Parameter der Magnetoptik sind im Anhang (Kap. A.6.1) aufgelistet.



(a) Die Einhüllende in x- (rot) und y-Richtung (grün) der ersten Rezirkulation ist zu sehen (Simulation erstellt mit XBEAM).



(b) Die dispersiven Bahnen der ersten Rezirkulation werden in dieser Abbildung vorgestellt. Die transversale Dispersion ist in rot, die Winkeldispersion in grün und die longitudinale Dispersion in lila gekennzeichnet (Simulation erstellt mit XBEAM).

Abbildung 5.1.: Die Abbildungen zeigen die Einhüllende sowie die dispersiven Bahnen der ersten Rezirkulation. In blau werden Dipolmagnete und in gelb Quadrupolmagnete entlang des Orbits dargestellt.

5.1.2 Einstellung der longitudinalen Dispersion

Um einen optimalen Arbeitspunkt zu finden und einen einfachen Wechsel zwischen dem isochronen und dem nicht-isochronen Betriebsmodus zu ermöglichen, muss eine lineare Skalierungsvorschrift für die Quadrupolmagnete des ersten Bogens gegeben sein. Dabei wird in diesem Bogen die longitudinale Dispersion eingestellt, im zweiten Bogen wird sie erhalten. Es müssen für jeden Parametersatz drei Größen eingestellt werden. Im ersten Bogen der ersten Rezirkulation sind mit zwei Quadrupolmagneten nur zwei freie Parameter vorhanden. Ein dritter freier Parameter wäre eine aufwendig zu realisierende Bewegung eines Quadrupolmagnets entlang der Strahlachse. In den Simulationen wird nur mit den Quadrupolmagnetgradienten gearbeitet und eine nicht verschwindende transversale Dispersion in Kauf genommen. Im Folgenden wird zusätzlich untersucht, inwieweit dieses Vorgehen im Betrieb problematisch sein wird. Der relevante Wert der transversalen Dispersion (r_{16}) wird in den Simulationen nach dem Durchlaufen der Gerade bestimmt, auf der alle Quadrupolmagnete ausgeschaltet sind. Die in diesem speziellen Fall resultierende transversale Dispersion ergibt sich mit einem Ausgleich an die Funktion $r_{16}(r_{56}) = a \cdot r_{56} + b$ zu:

$$r_{16}(r_{56}) = -0,6051 \cdot r_{56} - 1,7618 \frac{\text{mm}}{\%} \quad (5.1)$$

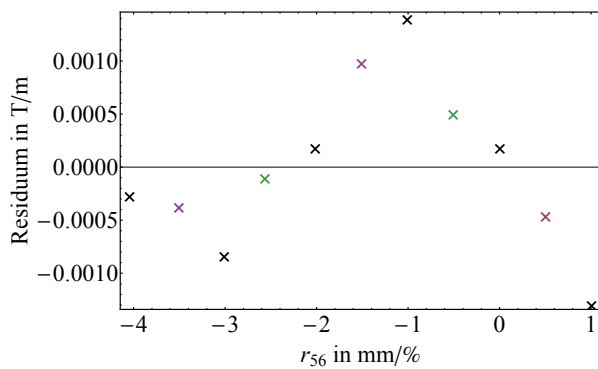
In den untersuchten Bereichen der longitudinalen Dispersion von $-4 \text{ mm}/\%$ bis zu $1 \text{ mm}/\%$ bewegt sich die transversale Dispersion zwischen $0,701 \text{ mm}/\%$ und $-2,411 \text{ mm}/\%$. Nimmt man den Extremwert an und geht von einer Energieunschärfe von $0,1 \%$ aus, so bedeutet dies einen transversalen Versatz von lediglich $0,24 \text{ mm}$. Es zeigt sich also als unproblematisch, in diesem speziellen Fall eine transversale Dispersion ungleich Null zuzulassen. Betrachtet man die Skalierungen der Quadrupolmagnete, so erhält man über einen linearen Ausgleich mit der Funktion $g(r_{56}) = a \cdot r_{56} + b$ die folgenden Funktionen:

$$\begin{aligned} g_{F0QU01}(r_{56}) &= 0,0614 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} + 1,8034 \frac{\text{T}}{\text{m}} \\ g_{F0QU02}(r_{56}) &= 0,3030 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} + 2,8705 \frac{\text{T}}{\text{m}} \end{aligned} \quad (5.2)$$

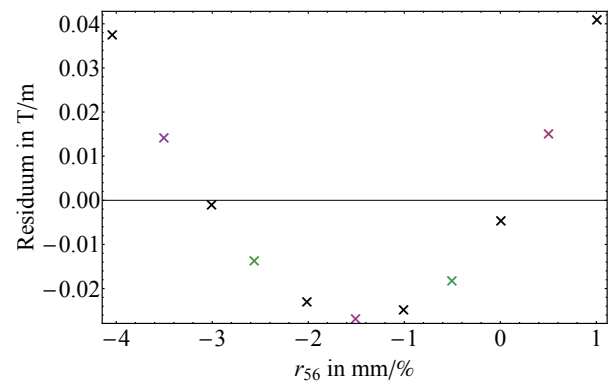
Stellt man, wie in Abb. 5.2 zu sehen, die Residuen aller drei linearen Regressionen dar, erkennt man ein identisches Verhalten von $F0QU01$ und r_{16} , das als statistische Verteilung der Residuen um den angepassten Wert betrachtet werden kann. Im Fall von $F0QU02$ ist deutlich die Form einer Parabel in den Residuen zu erkennen. Betrachtet man sich nun die Transportmatrizen eines Abschnitts „Dipolmagnet-Driftstrecke-Quadrupolmagnet-Driftstrecke-Dipolmagnet“, so enthält der resultierende Eintrag der longitudinalen Dispersion eine nicht lineare Abhängigkeit. Betrachtet man kleine Abweichungen in der Quadrupolmagnetfeldstärke k , so ist eine lineare Näherung sehr gut gegeben. Im Fall von größeren Bereichen, in denen k variiert wird, wird diese Näherung ungenauer [81]. Die in den Residuen gezeigte Parabel belegt dies, allerdings stellt die lineare Funktion $g(r_{56})$ eine ausreichend gute Näherung auch bei größeren Variationen von k dar. Der Gradient und die Quadrupolmagnetfeldstärke folgen einem linearen Zusammenhang (siehe Gl. (3.13)).

5.1.3 Akzeptanz vs. Emittanz

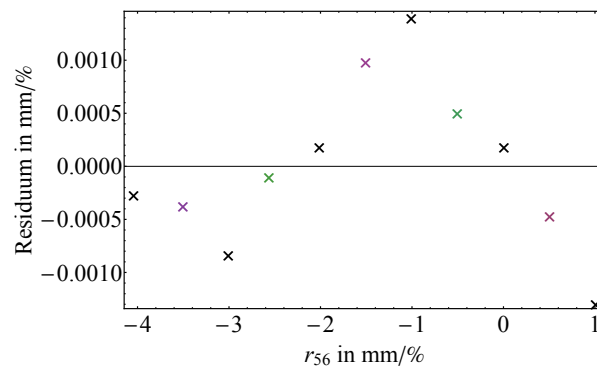
Bei der Einstellung des Strahls ist es sehr wichtig, dass die Transmission hoch ist. Im Idealfall beträgt sie 100% , es findet also kein Strahlverlust statt. Dies reduziert die Aufaktivierung oder gar Beschädigung von Strahlführungselementen oder einen zusätzlichen Wärmeeintrag in den Kryostaten. Um das Erreichen einer möglichst hohen Transmission zu vereinfachen, wird in diesem Abschnitt die Akzeptanz der Strahlführung näher betrachtet. Die Berechnung beruht dabei auf Gl. (3.49). Die Auswertung der Daten



(a) F0QU01



(b) F0QU02



(c) Resultierende Änderung von r_{16}

Abbildung 5.2.: Die Abbildungen zeigen die resultierenden Residuen der verschiedenen linearen Anpassungen der ersten Rezirkulation, die zum Einstellen verschiedener r_{56} benötigt werden (Daten aus Simulation mit XBEAM).

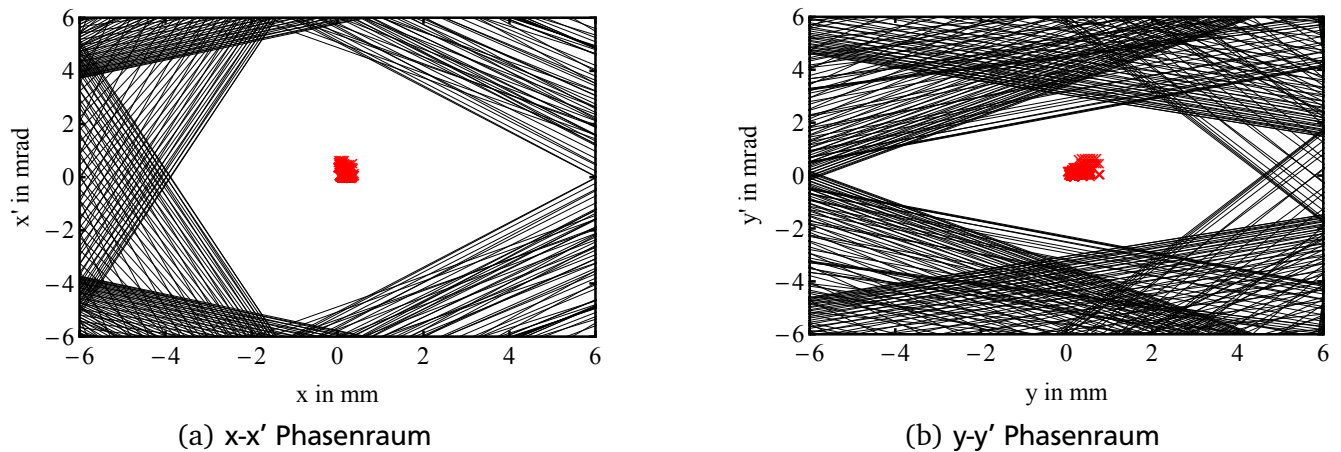


Abbildung 5.3.: Die x - x' und y - y' Phasenraumdiagramme der ersten Rezirkulation sind gezeigt. Die Grafiken zeigen die Akzeptanz der Strahlführung sowie die aus den Strahldynamiksimulationen resultierenden Strahlparameter (Daten aus Simulation mit XBEAM).

erfolgt aufgrund der internen Ausgabemöglichkeiten von XBEAM an 301 Punkten entlang der Strahlführung. Diese Punkte sind gleichmäßig entlang der Strahlrichtung verteilt. Im Falle der ersten Rezirkulation erhält man so ca. alle 0,11 m eine Auswertung. Jeder Punkt besitzt eine positive und negative Lösung im x - x' beziehungsweise y - y' Phasenraum und wird durch eine Linie repräsentiert. Betrachtet man nun den noch freien inneren Raum im Phasenraumdiagramm, erhält man alle Kombinationen der Strahlparameter von x - x' beziehungsweise y - y' , die ohne Verluste transportiert werden können. Abbildung 5.3 zeigt den resultierenden Akzeptanz-Plot der ersten Rezirkulation mit den aus XBEAM extrahierten Werte-Tupeln von x - x' beziehungsweise y - y' . Es ist zu sehen, dass die so in XBEAM vorliegende Einstellung der Strahlführung den $1\text{-}\sigma$ -Strahl problemlos transportiert und auch noch genügend Freiraum für verschiedene Strahleinstellungen zur Verfügung steht.

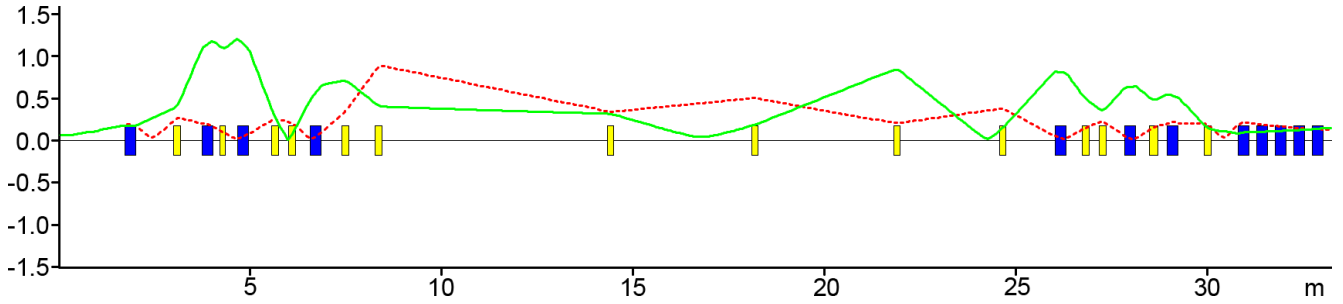
5.2 Zweite Rezirkulation

5.2.1 Grundeinstellung

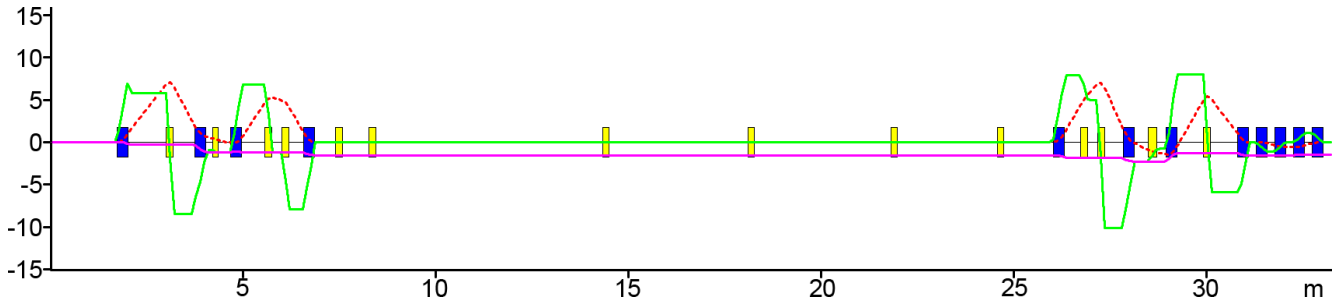
Die zweite Rezirkulation ist eine komplett neue Strahlführung mit entsprechend komplett neu zu erstellenden Simulationen. Die Bedingungen an die verschiedenen Parameter wie die Dispersionsbahnen sind identisch mit denen in Kap. 5.1 genannten. Die finalen Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 5.4(a) ($1\text{-}\sigma$ Strahleinhüllenden entlang der Strahlachse in x und y) und Abb. 5.4(b) (dispersive Bahnen) zu sehen. Die zweite Rezirkulation wurde in den gezeigten Abbildungen nicht-isochron eingestellt. Um eine isochrone sowie andere nicht-isochrone Einstellungen zu erhalten, werden die Quadrupolmagnete des ersten Bogens entsprechend der im folgenden Abschnitt näher beschriebenen, linearen Skalierungsvorschriften eingestellt. Die Einhüllenden genügen den Anforderungen, zeigen aber im Bereich des ersten Bogens weitere Möglichkeiten zur späteren Optimierung. Alle Parameter der Magnetoptik befinden sich im Anhang (Kap. A.6.2).

5.2.2 Einstellung der longitudinalen Dispersion

Die zweite Rezirkulation besitzt mit vier Quadrupolmagneten im ersten Bogen genügend Freiheitsgrade um drei Parameter beliebig einstellen zu können. Quadrupolmagnet S0QU02 hat bei allen Einstellungen



(a) Die Einhüllende in x- (rot) und y-Richtung (grün) der zweiten Rezirkulation ist zu sehen (Simulation erstellt mit XBEAM).



(b) Die dispersiven Bahnen der zweiten Rezirkulation werden in dieser Abbildung vorgestellt. Die transversale Dispersion ist in rot, die Winkeldispersion in grün und die longitudinale Dispersion in lila gekennzeichnet (Simulation erstellt mit XBEAM).

Abbildung 5.4.: Die Abbildungen zeigen die Einhüllende sowie die dispersiven Bahnen der zweiten Rezirkulation. In blau werden Dipolmagnete und in gelb Quadrupolmagnete entlang des Orbits dargestellt.

von r_{56} einen konstanten Wert von 0,9580 T/m. Für die anderen drei Quadrupolmagnete lässt sich analog zur ersten Rezirkulation (siehe Kap. 5.1) über eine lineare Anpassung an die Funktion $g(r_{56}) = a \cdot r_{56} + b$ folgende Abhängigkeit finden:

$$\begin{aligned} g_{S0QU01}(r_{56}) &= 0,1338 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} + 2,6298 \frac{\text{T}}{\text{m}} \\ g_{S0QU03}(r_{56}) &= 0,0800 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} + 1,9585 \frac{\text{T}}{\text{m}} \\ g_{S0QU04}(r_{56}) &= 0,1452 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} + 1,9507 \frac{\text{T}}{\text{m}} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Abbildung 5.5 zeigt die Residuen aller drei linearer Regressionen. Man sieht, dass S0QU03 ebenfalls eine Parabelform zeigt. Im Falle von S0QU01 ist diese noch leicht erkennbar, S0QU04 zeigt eine statistische Verteilung der Residuen. Wie bereits im Fall der ersten Rezirkulation liegt die Ursache an der linearen Näherung der tatsächlichen Abhängigkeit, die bei größeren Änderungen der Gradienten schlechter wird.

5.2.3 Akzeptanz vs. Emittanz

Für die zweite Rezirkulation wird vergleichbar mit dem Vorgehen aus Kap. 5.1 die Akzeptanz und die erhaltenen Strahlparameterpunkte in den x-x' und y-y' Phasenräumen dargestellt. Aus der Länge der Rezirkulation folgt so eine Auswertung der Simulationsdaten ca. alle 0,12 m. Die Ergebnisse werden in Abb. 5.6 dargestellt. Die erhaltene Akzeptanz in der zweiten Strahlführung zeigt, dass in der momentanen Konfiguration der Strahl verlustfrei transportiert wird. Allerdings ist deutlich erkennbar, dass die

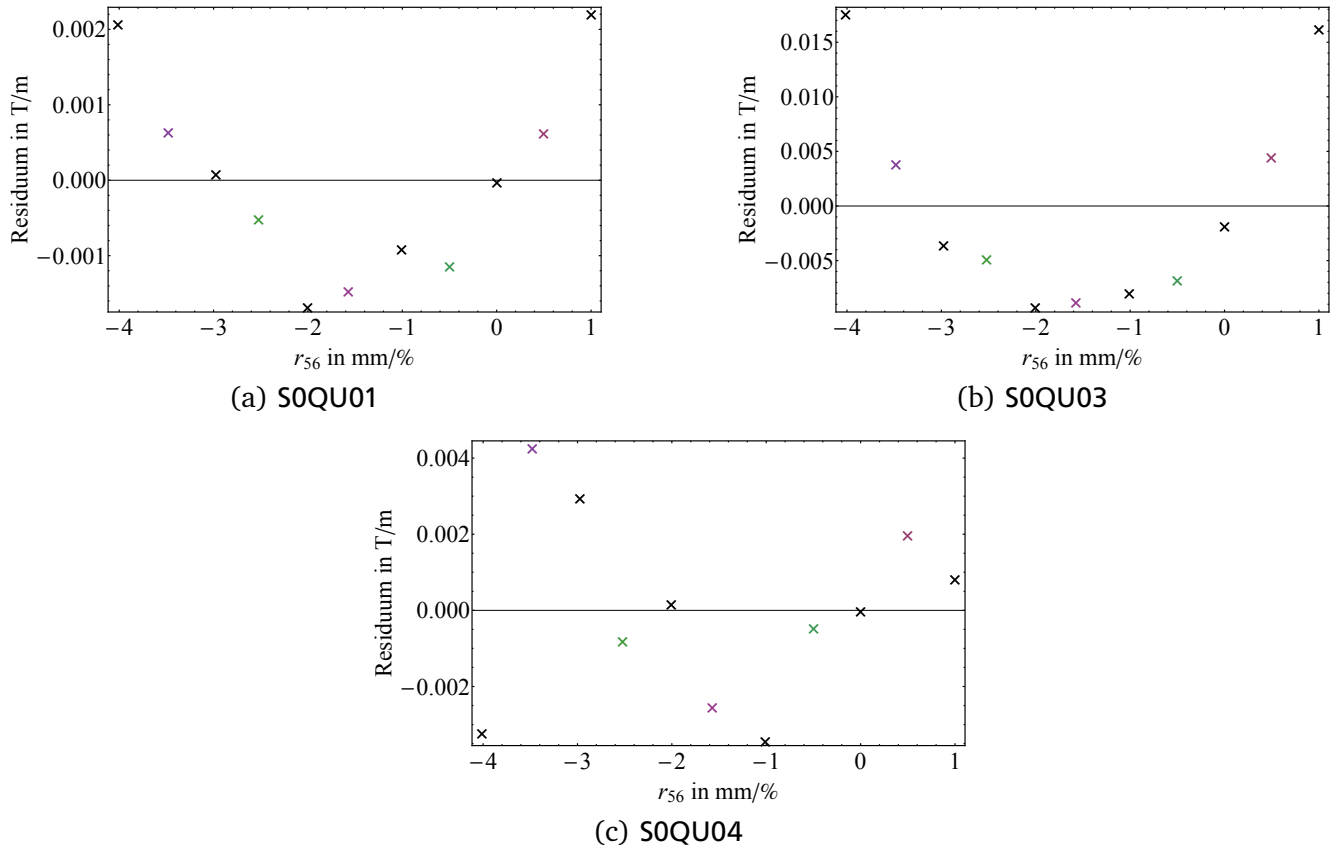
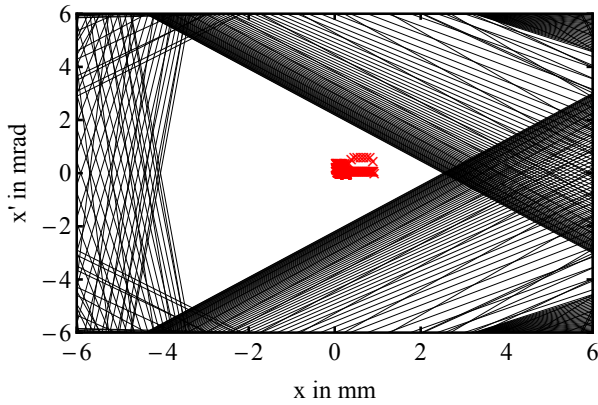
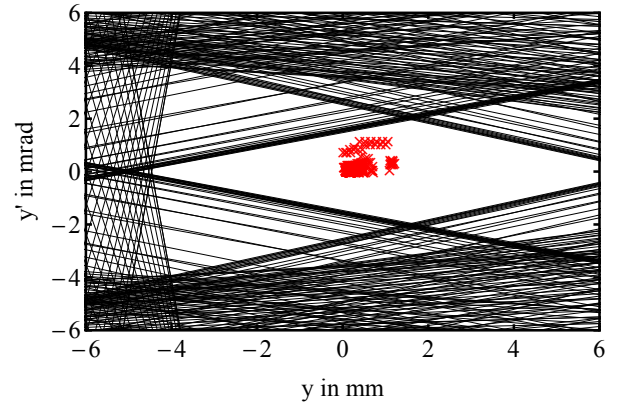


Abbildung 5.5.: Die Abbildungen zeigen die resultierenden Residuen der verschiedenen linearen Anpassungen der zweiten Rezirkulation, die zum Einstellen verschiedener r_{56} benötigt werden (Daten aus Simulation mit XBEAM).

Akzeptanz in beiden Phasenräumen stark eingeschränkt wird. Im Falle des x-x' Phasenraums ist der Bereich um die Elemente S1QU01 und S1QU02 begrenzend, bei y-y' schränkt das Gebiet um S0QU01 und SOBM02 die Akzeptanz stark ein. Dieses Verhalten ist bereits in Abb. 5.4(a) aufgrund der Strahleinhüllenden zu erkennen. In der aktuellen Konfiguration stellt diese Einstellung eine umsetzbare und gute Lösung dar. Eine weitere Optimierung zur zusätzlichen Erhöhung der Akzeptanz wäre in der Zukunft sicherlich hilfreich. Das Hinzufügen eines weiteren Quadrupolmagneten zu Beginn der Geraden stellt beispielsweise eine zu untersuchende Option dar.



(a) x - x' Phasenraum - Die Akzeptanz im x - x' -Phasenraum wird durch den Bereich um die Elemente S1QU01 und S1QU02 begrenzt.



(b) y - y' Phasenraum - Die Akzeptanz im y - y' -Phasenraum wird durch den Bereich um die Elemente S0QU01 und S0BM02 begrenzt.

Abbildung 5.6.: Die x - x' und y - y' Phasenraumdiagramme der zweiten Rezirkulation sind gezeigt. Die Grafiken zeigen die Akzeptanz der Strahlführung sowie die aus den Strahldynamiksimulationen resultierenden Strahlparameter (Daten aus Simulation mit XBEAM).

5.3 Dritte Rezirkulation

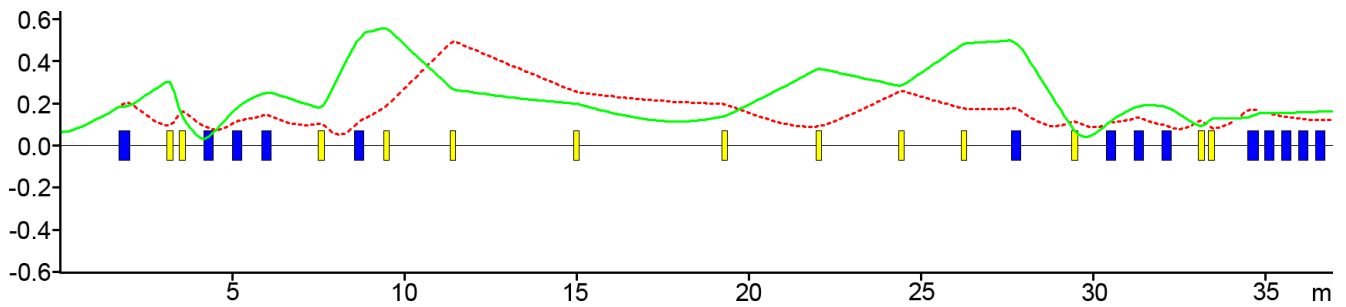
5.3.1 Grundeinstellung

Die dritte Rezirkulation entspricht der ehemaligen zweiten Rezirkulation. Hier wurden die geringsten Änderungen im Vergleich zum vorherigen Aufbau vorgenommen: Der Separationsdipol besitzt neue Kantenwinkel und die Quadrupolmagnete wurden entsprechend einer guten Einstellung mit den bereits in Kap. 5.1 genannten Bedingungen optimiert. Die am Ende erzielten Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 5.7(a) ($1\text{-}\sigma$ Strahleinhüllenden entlang der Strahlachse in x und y) und Abb. 5.7(b) (dispersive Bahnen) zu sehen. Die gezeigte Einstellung entspricht dem nicht-isochronen Betriebsmodus. Der Wechsel in den isochronen Betrieb oder zu anderen nicht-isochronen Arbeitspunkten erfolgt über eine Anpassung der Quadrupolmagnetgradienten des ersten Bogens entsprechend der im folgenden Abschnitt näher beschriebenen linearen Skalierungsvorschriften. Alle Parameter der Magnetoptik sind im Anhang (Kap. A.6.3) aufgelistet.

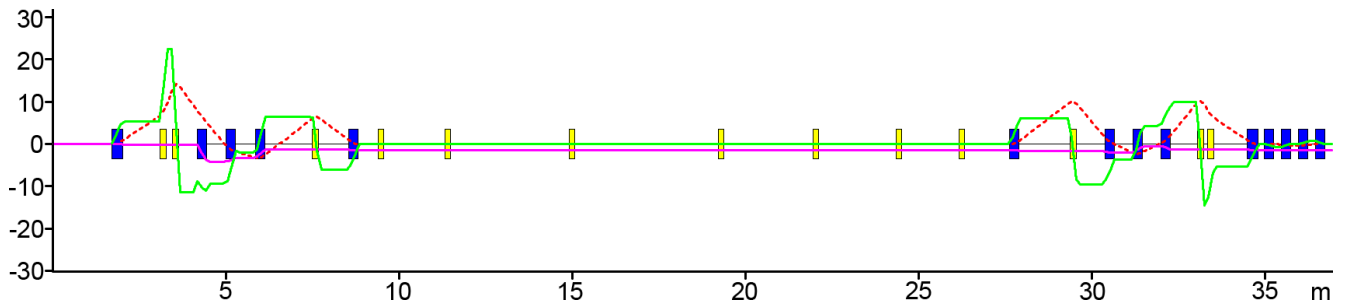
5.3.2 Einstellung der longitudinalen Dispersion

Drei Quadrupolmagnete im ersten Bogen bieten bei der dritten Rezirkulation genau die Anzahl an Freiheitsgraden, die für eine lineare Skalierungsvorschrift $g_{S0QU01/02/03}(r_{56})$ inklusive zeitgleicher achromatischer Einstellung des Bogens benötigt werden. Analog zu den beiden ersten Rezirkulationen (siehe Kap. 5.1 und 5.2) können die Daten an eine Funktion der Form $g(r_{56}) = a \cdot r_{56} + b$ angepasst werden:

$$\begin{aligned} g_{T0QU01}(r_{56}) &= -0,1477 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} - 3,9584 \frac{\text{T}}{\text{m}} \\ g_{T0QU02}(r_{56}) &= 0,1079 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} + 4,3054 \frac{\text{T}}{\text{m}} \\ g_{T0QU03}(r_{56}) &= 0,1210 \cdot r_{56} \frac{\text{T}}{\text{m}} \cdot \frac{\%}{\text{mm}} + 3,5413 \frac{\text{T}}{\text{m}} \end{aligned} \quad (5.4)$$



(a) Die Einhüllende in x- (rot) und y-Richtung (grün) der dritten Rezirkulation ist zu sehen (Simulation erstellt mit XBEAM).



(b) Die dispersiven Bahnen der dritten Rezirkulation werden in dieser Abbildung vorgestellt. Die transversale Dispersion ist in rot, die Winkeldispersion in grün und die longitudinale Dispersion in lila gekennzeichnet (Simulation erstellt mit XBEAM).

Abbildung 5.7.: Die Abbildungen zeigen die Einhüllende sowie die dispersiven Bahnen der dritten Rezirkulation. In blau werden Dipolmagnete und in gelb Quadrupolmagnete entlang des Orbits dargestellt.

Die Darstellung der Residuen aller Anpassungen wird in Abb. 5.8 gezeigt. Für die dritte Rezirkulation zeigen die Residuen von T0QU02 ebenfalls das bereits in den beiden ersten Rezirkulationen teilweise auftretende, parabelförmige Verhalten. Auch hier gilt, dass der Grund in der linearen Näherung des korrekten Ausdrucks liegt. Die beiden anderen Residuenplots zeigen keine erkennbare Funktion.

5.3.3 Akzeptanz vs. Emittanz

Die Akzeptanz-Emittanz Betrachtung der dritten Rezirkulation ist vergleichbar mit dem Vorgehen bei den beiden ersten Rezirkulation (siehe Kap. 5.1 und 5.2). Für die dritte Rezirkulation erfolgt die Auswertung alle 0,13 m. Die sich so ergebenden Phasenraumdarstellungen werden in Abb. 5.9 gezeigt. Betrachtet man die sich ergebende Akzeptanz, so sind hier keine Probleme zu erwarten.

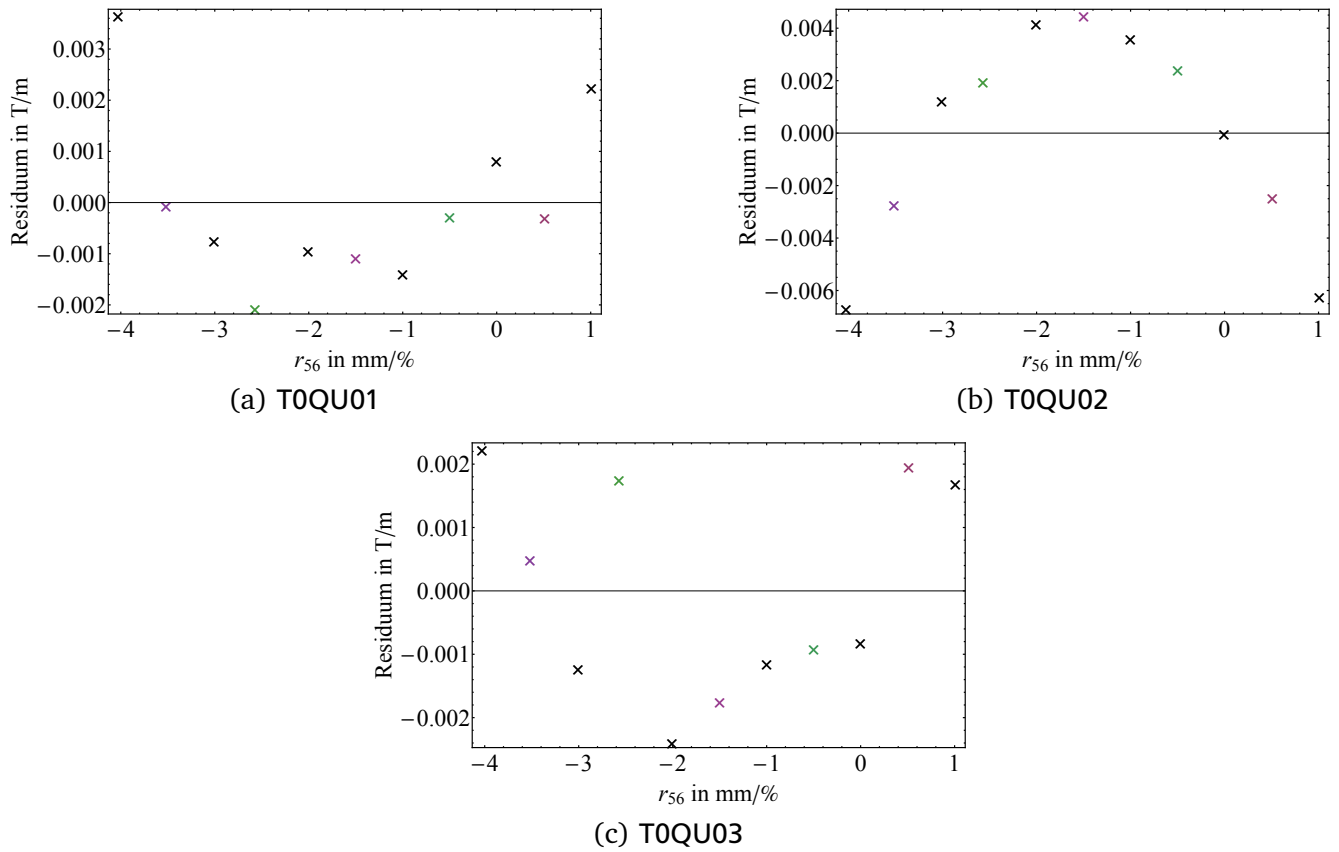


Abbildung 5.8.: Die Abbildungen zeigen die resultierenden Residuen der verschiedenen linearen Anpassungen der dritten Rezirkulation, die zum Einstellen verschiedener r_{56} benötigt werden (Daten aus Simulation mit XBEAM).

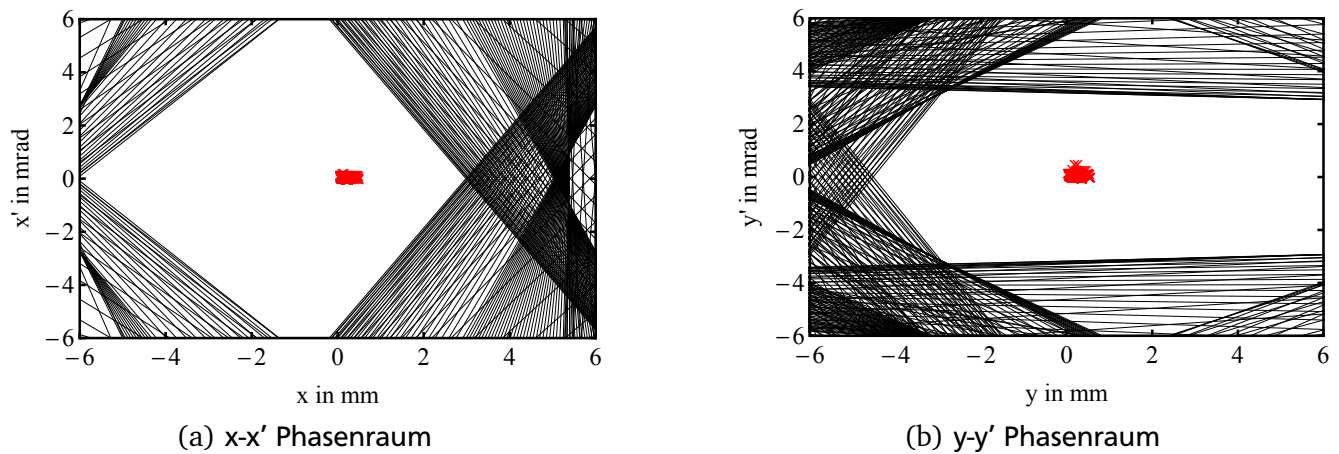


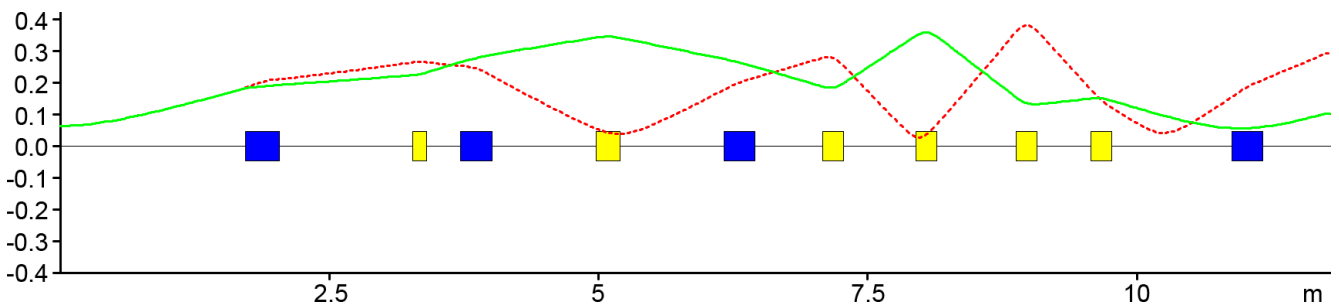
Abbildung 5.9.: Die x-x' und y-y' Phasenraumdiagramme der dritten Rezirkulation sind gezeigt. Die Grafiken zeigen die Akzeptanz der Strahlführung sowie die aus den Strahldynamiksimulationen resultierenden Strahlparameter (Daten aus Simulation mit XBEAM).

5.4 Extraktion

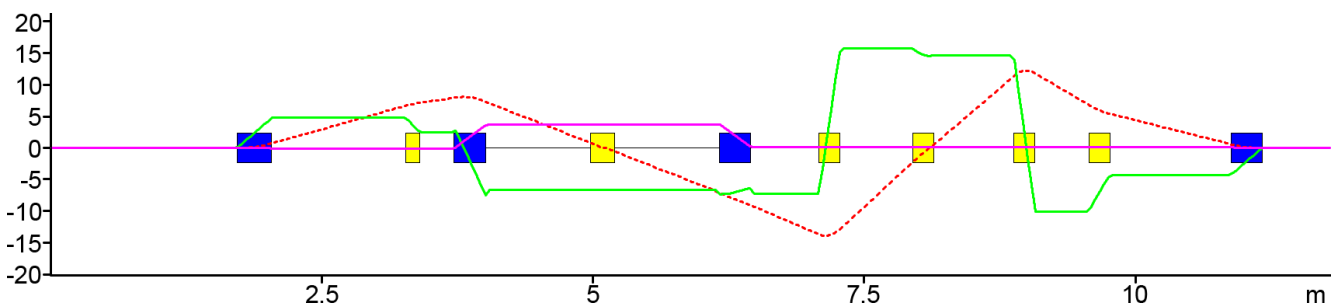
Bei der Strahldynamik-Simulation des Extraktionsbereichs wird der Bereich bis einschließlich E1BM02 betrachtet. Im Vergleich zum ehemaligen Aufbau des S-DALINAC hat sich der Extraktionswinkel sowie die Längen der Drifstrecken geändert. Weiter erfolgte eine Anpassung an den realen Aufbau, die eine minimale Korrektur des Ablenkungswinkels von E1BM01 erforderte (siehe Kap. A.4). In dem danach folgenden Abschnitt liegt der Extraktionsscaper, dessen Simulation der Strahldynamik und weitere Informationen in [27] gefunden werden können. Alle Parameter der Magnetoptik sind im Anhang (Kap. A.6.4) aufgelistet.

5.4.1 Grundeinstellung

Die grundlegende Einstellung des Extraktionsbereichs erfordert ebenfalls eine kleine Einhüllende und eine achromatische Einstellung der Bogensektionen. In diesem Fall wird eine Bogensektion von den Dipolmagneten FOBM01, EOBM01, E1BM01 und E1BM02 aufgebaut. Abbildung 5.10(a) zeigt die sich dabei ergebenden 1σ -Einhüllenden, die dispersiven Bahnen werden in Abb. 5.10(b) gezeigt. Im Falle der Extraktion werden die Bogenabschnitte immer isochron eingestellt und betrieben.



(a) Die Einhüllende in x- (rot) und y-Richtung (grün) des Beginns der Extraktionsstrahlführung ist zu sehen (Simulation erstellt mit XBEAM).



(b) Die dispersiven Bahnen des Beginns der Extraktionsstrahlführung werden in dieser Abbildung vorgestellt. Die transversale Dispersion ist in rot, die Winkeldispersion in grün und die longitudinale Dispersion in lila gekennzeichnet (Simulation erstellt mit XBEAM).

Abbildung 5.10.: Die Abbildungen zeigen die Einhüllende sowie die dispersiven Bahnen des Beginns der Extraktionsstrahlführung. In blau werden Dipolmagnete und in gelb Quadrupolmagnete entlang des Orbits dargestellt.

5.4.2 Akzeptanz vs. Emittanz

Im Falle des betrachteten Abschnitts der Extraktionsstrahlführung wird analog zu den drei Rezirkulationen (siehe Kap. 5.1, 5.2 und 5.3) der Phasenraum und die sich ergebende Akzeptanz und die geplotteten

Strahlparameter in x - x' sowie y - y' betrachtet. So erfolgt für diesen Strahlführungsabschnitt die Auswertung ca. alle 0,04m. Auf Abb. 5.11 zeigt sich, dass der Beginn der Extraktionsstrahlführung problemlos passiert werden kann und viele Freiheitsgrade bei der Einstellung des Strahls bietet.

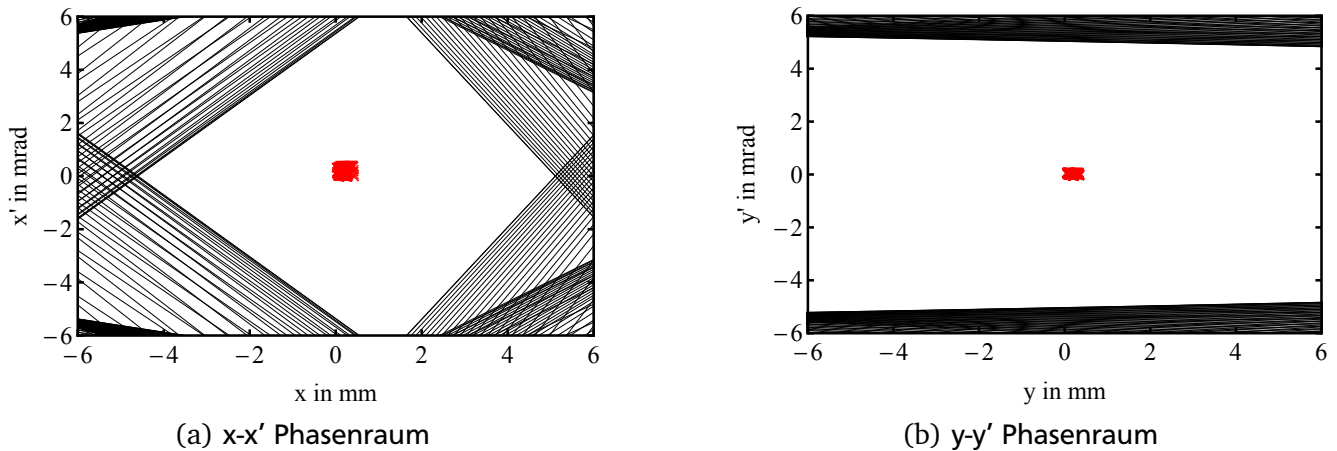


Abbildung 5.11.: Die x - x' und y - y' Phasenraumdiagramme des Beginns der Extraktionsstrahlführung sind gezeigt. Die Grafiken zeigen die Akzeptanz der Strahlführung sowie die aus den Strahldynamiksimulationen resultierenden Strahlparameter (Daten aus Simulation mit XBEAM).

5.5 Toleranzbetrachtung zur Ausrichtung der Magnete

Anhand von Strahldynamiksimulationen wurde die geforderte Genauigkeit für die Justage der Strahlführungselemente bestimmt. Dazu wurden die Setzwerte der mit XBEAM durchgeführten Simulationen in *elegant* [53, 54] übertragen. *Elegant* ermöglicht eine gaußverteilte Modulation der Werte mit einer gewissen Amplitude um einen Setzwert beziehungsweise je nach Parameter auch eine relative Änderung des Wertes. Diese Amplitude wird in der gewählten Einstellung nicht überschritten. Für diese Betrachtungen wurde mit den folgenden Parametern gearbeitet, die auch gleichzeitig als obere Grenze für die Justage der Magnete in Kap. 6.2 dienen:

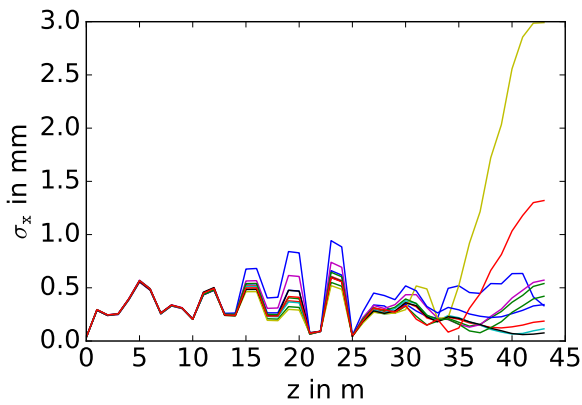
- Dipolmagnet
 - Fehlausrichtung in allen drei Raumrichtungen: 0,5 mm pro Achse
 - Rotation um x-Achse: Wirkt sich in einer Abschwächung des Feldes aus. Bei einer maximalen Rotation von $0,1^\circ$ ergibt sich eine relative Feldabschwächung von $1,5 \cdot 10^{-3}$
 - Rotation um y-Achse: Wirkt sich in einer Variation beider Kantenwinkel aus: $0,1^\circ$ pro Kantenwinkel
 - Rotation um z-Achse: Wirkt sich ebenfalls in einer Abschwächung des Feldes aus, wird in den Simulationen aber durch einen speziell definierten Parameter angegeben: $0,1^\circ$
- Quadrupolmagnet
 - Fehlausrichtung in allen drei Raumrichtungen: 0,5 mm pro Achse
 - Rotation um x-Achse: Wirkt sich in einer Abschwächung des Feldes aus. Bei einer maximalen Rotation von $0,1^\circ$ ergibt sich eine relative Feldabschwächung von $1,5 \cdot 10^{-3}$. Zusätzlich liegt ein vertikaler Kick vor: $0,1^\circ$
 - Rotation um y-Achse: Wirkt sich in einem horizontalen Kick aus: $0,1^\circ$

-
- Rotation um z-Achse: Wirkt sich in Form der Kopplung der xz- und yz-Ebene aus und wird in den Simulationen durch einen speziell definierten Parameter angegeben: $0,1^\circ$

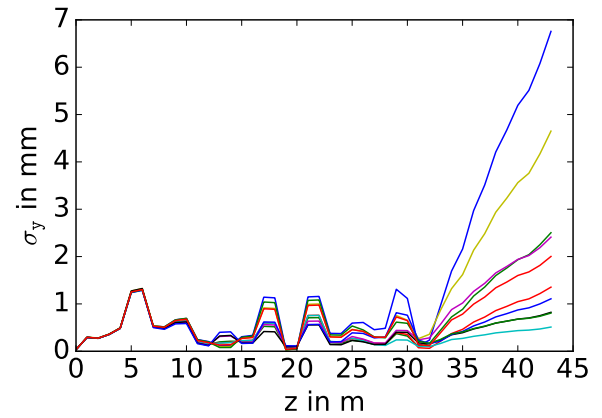
Die zeitgleiche Aktivierung aller genannten gaußverteilten Toleranzen sorgt für eine realistische Abschätzung. Auf die Implementation weiterer Toleranzen wurde an dieser Stelle verzichtet. Abbildung 5.12 zeigt die resultierenden Folgen für charakteristische Kurven der ersten Rezirkulation. Die entsprechenden Kurven des idealen Falls ohne Justagetoleranzen sind in Abb. 5.1 zu sehen. Für die Berechnungen wurde jede genannte Toleranz für alle Elemente zehnmal auf Basis einer Zufallszahl im Rahmen der Gaußverteilung gesetzt. Da die Folgen der Toleranzen umso stärker ausgeprägt sind, je niedriger die Energie der Teilchen ist, dient die erste Rezirkulation als Referenz für alle Rezirkulationen. Abbildungen 5.12(a) und 5.12(b) zeigen die Strahleinhüllenden in x beziehungsweise y. Aufgrund der Toleranzen in der Magnetpositionierung wachsen die Einhüllenden bis zum Ende der Rezirkulation um einem Faktor von bis zu zehn im Vergleich zu einer perfekt justierten Strahlführung. Die transversale Dispersion (siehe Abb. 5.12(c)) und die Winkeldispersion (siehe Abb. 5.12(d)) sind nach dem zweiten Bogen der betrachteten Rezirkulation sehr stark ausgeprägt und zeigen eindeutig eine chromatische und damit unerwünschte Einstellung. Die Optimierung des Strahls wäre so deutlich erschwert. Resultierend zeigt auch die longitudinale Dispersion (siehe Abb. 5.12(e)) einen starken Anstieg. Mit diesem Verhalten wäre ohne eine weitere Korrektur kein sinnvoller Betrieb im nicht-isochronen Modus möglich. In den gezeigten Simulationen wurde die zuvor in Kap. 5.1 gefundene Einstellung der Magneto-optik nicht auf die neuen Randbedingungen angepasst. Die Simulationen zu den Justagetoleranzen sollen die Effekte zeigen, die bei Auftreten genannter Toleranzen ohne Korrekturen resultieren. Eine Optimierung der so entstandenen Strahlparameter kann problemlos durchgeführt werden, so dass die Folgen der angegebenen Toleranzen als korrigierbar eingestuft werden.

5.6 Auswirkung des neuen Separationsdipols auf die Strahldynamik

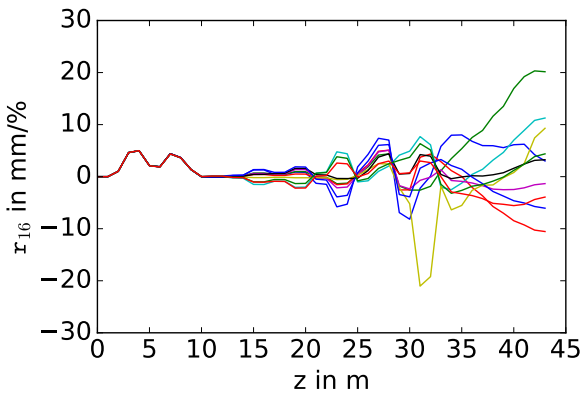
Die Untersuchung der Feldqualität des Separationsdipols in Abschnitt 4.2.3 zeigte, dass der Kantenwinkel von der vertikalen Position des Strahls abhängt. Um abschätzen zu können, welche Auswirkung dieser Effekt auf die vorgestellten Strahldynamiksimulationen hat, wurden weitere Berechnungen durchgeführt. Um die Belastbarkeit der hier durchgeführten Rechnungen zu erhöhen, wurden die durch Messungen bestimmten und in Tab. 4.9 gezeigten Kantenwinkel als Ausgangswert genommen. Auf diesen Werten beruhen ebenfalls die vorgestellten Strahldynamiksimulationen. Um eine Abschätzung der nötigen Änderungen zu erhalten, wurden die mit CST simulierten Differenzen zwischen den Werten auf dem Orbit und den beiden vertikalen Randpositionen (zu sehen in den Abb. 4.15 und 4.16) bestimmt. Die Addition beziehungsweise Subtraktion dieser Differenzen aus Tab. 5.1 mit den auf dem Orbit gemessenen Werten ergibt die für diese Untersuchung benötigten Werte sowohl für den Separations- als auch den Rekombinationsdipol. Die Differenzen zeigen sehr deutlich, dass der Eintrittskantenwinkel robust gegen verschiedene vertikale Positionen ist. Von den Abweichungen auf der Austrittsseite zeigt die dritte Rezirkulation mit Abstand die größte Differenz der Austrittskantenwinkel. Aus diesem Grund wurden hier die Kantenwinkel auf die entsprechende Randposition gesetzt und die Effekte in der Strahldynamik untersucht. Ein negativer Kantenwinkel zeigt einen x-fokussierenden Effekt. Durch die Verringerung des negativen Austrittskantenwinkels (Separationsdipol) beziehungsweise Eintrittskantenwinkels (Rekombinationsdipol) wird die x-Fokussierung verringert, die Einhüllende wird in x-Richtung größer (siehe Abb. 5.13(a)). Weiter werden die Dispersionsbahnen am Ende eines Bogenabschnitts beeinflusst, wie es Abb. 5.13(b) zeigt. Die Korrektur des anderen Kantenwinkels wird mit den Quadrupolmagneten der Bögen ausgeführt. Tabelle 5.2 zeigt die Gradienten im Falle „Strahl auf Orbit“ und für den Fall „Strahl vertikal um 5 mm versetzt“ sowie ihre Differenzen. Ein weiterer Aspekt ist die Skalierung der Bogenquadrupolmagnete zur Einstellung der isochronen beziehungsweise nicht-isochronen Betriebsmodi. Als gute Näherung wird der y-Achsenabschnitt der Skalierungsvorschriften von Gl. (5.4) um die in Tab. 5.2 aufgelisteten Differenzen korrigiert. Als Ergebnis erhält man zwar eine longitudinale Dispersion, die ungefähr dem gewünschten Wert entspricht, aber der Bogen ist danach nicht wie gewünscht achromatisch



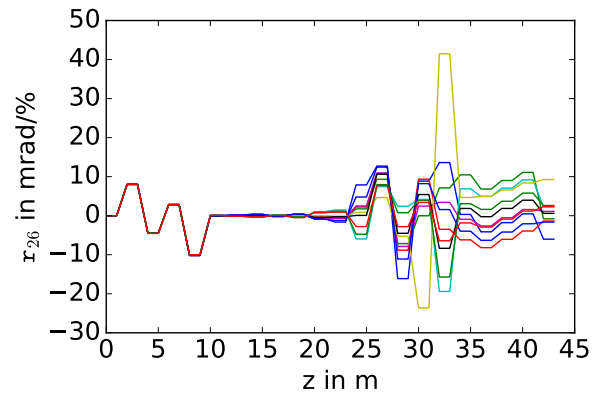
(a) x-Einhüllende



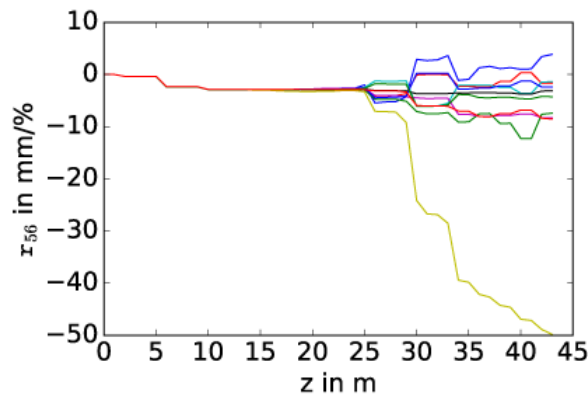
(b) y-Einhüllende



(c) Transversale Dispersion



(d) Winkeldispersion



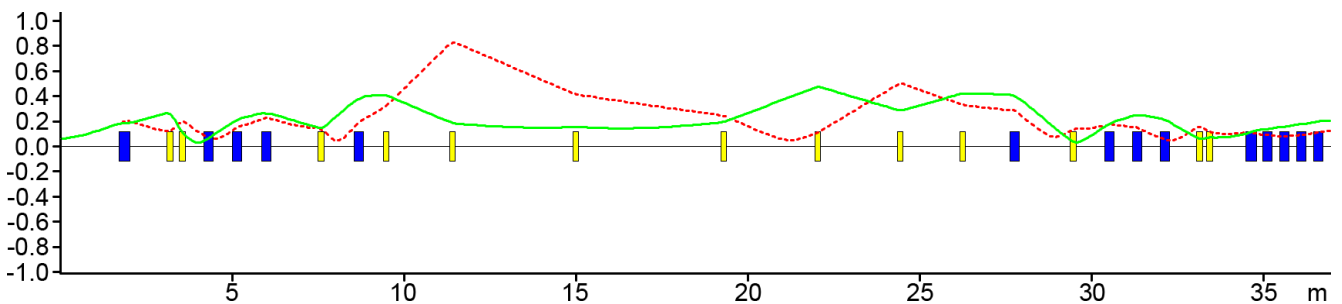
(e) Longitudinale Dispersion - In *elegant* hat die longitudinale Dispersion per Definition ein anderes Vorzeichen. Für eine bessere Vergleichbarkeit mit den XBEAM-Ergebnissen wurden die hier gezeigten Daten an der x-Achse gespiegelt.

Abbildung 5.12.: Diese Abbildungen zeigen die Toleranzbetrachtung zur Ausrichtung der Magnete. Die verschiedenen Toleranzen wurden für jeden Magnet aus einer bis zu einem vorgegebenem maximalen Wert gaußverteilten Menge bestimmt. In Summe wurden zehn Simulationen mit je neu bestimmten und zufällig gewählten Verteilungen der Toleranzen durchgeführt (Daten aus Simulation mit *elegant*).

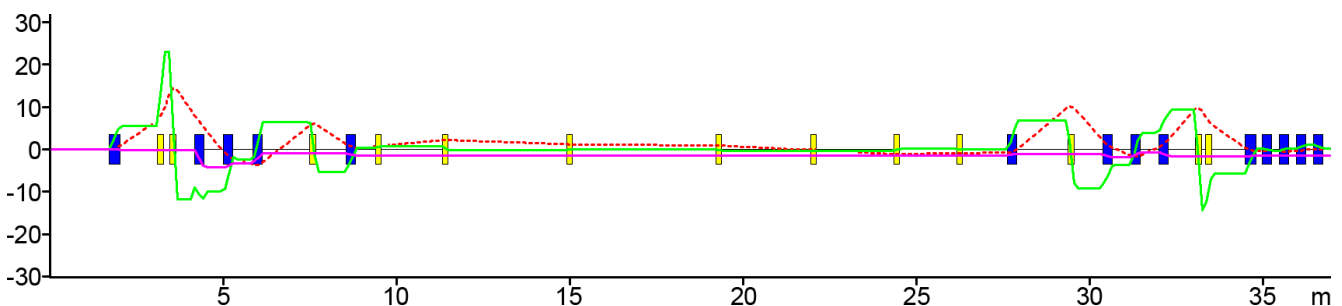
eingestellt. Um dies anzupassen, müssen die Gradienten neu eingestellt werden, so erhält man danach eine neue lineare Vorschrift zum Anpassen der longitudinalen Dispersion. Abschließend lässt sich sagen, dass die Untersuchung des Extremfalls zeigte, dass sich die Abhängigkeit des Kantenwinkels von der vertikalen Position des Strahls problemlos beherrschen lässt. Man muss allerdings beachten, dass sich die lineare Skalierungsvorschrift der Bogenquadrupole ändert. Sie dürfen nicht in jedem Fall als geltende Vorschriften beachtet werden und müssen an die aktuelle Einstellung des Strahls, wie die vertikale Position innerhalb des Separationsdipols, angepasst werden.

Tabelle 5.1.: Die Differenzen zwischen der vertikalen Randposition und dem Orbit der simulierten und in Tab. 4.6 vorgestellten Kantenwinkel werden zusammengefasst. Dabei wurde immer der Wert auf dem Orbit von dem jeweiligen Randwert subtrahiert.

Strahl	$\psi_{\text{ein}}(-5 \text{ mm})$ in °	$\psi_{\text{ein}}(5 \text{ mm})$ in °	$\psi_{\text{aus}}(-5 \text{ mm})$ in °	$\psi_{\text{aus}}(5 \text{ mm})$ in °
F	0,23	0,23	2,00	1,97
S	0,15	0,14	1,23	1,24
T	0,12	0,11	4,89	4,91
E	0,10	0,10	0,38	0,42



(a) Die Einhüllende in x- (rot) und y-Richtung (grün) der dritten Rezirkulation ist zu sehen (Simulation erstellt mit XBEAM).



(b) Die dispersiven Bahnen der dritten Rezirkulation werden in dieser Abbildung vorgestellt. Die transversale Dispersion ist in rot, die Winkeldispersion in grün und die longitudinale Dispersion in lila gekennzeichnet (Simulation erstellt mit XBEAM).

Abbildung 5.13.: Die Abbildungen zeigen die Einhüllende sowie die dispersiven Bahnen der dritten Rezirkulation für einen Extremwert in den Kantenwinkeln des Separations- und Rekombinationsdipol bei maximalen beziehungsweise minimalen vertikalem Strahlversatz. In blau werden Dipolmagnete und in gelb Quadrupolmagnete entlang des Orbits dargestellt.

Tabelle 5.2.: Die Gradienten der Bogenquadrupolmagnete von Rezirkulation T bei verschiedenen vertikalen Strahlpositionen im Separationsdipol werden gezeigt. Die Werte sind für Strahlimpulse von 99,45 MeV/c ausgelegt.

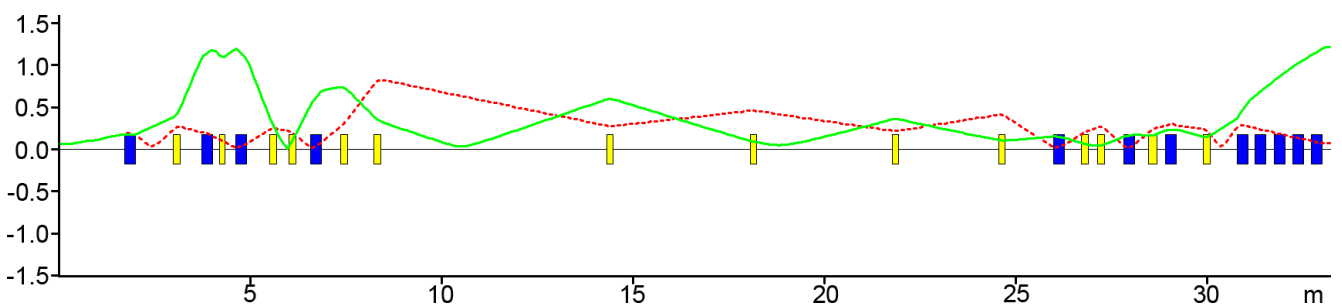
Element	g in T/m; $y = 0$ mm	g in T/m; $y = \pm 5$ mm	Δg (Mittel- – Außenpos.) in T/m
T0QU01	−3,7376	−3,5052	−0,2324
T0QU02	4,1476	4,0731	0,0745
T0QU03	3,3581	3,3562	0,0019
T2QU01	2,6959	2,6961	−0,0002
T2QU02	4,1344	4,0335	0,1009
T2QU03	−2,1879	−1,9765	−0,2114

5.7 Auswirkung der Weglängenverfälschung auf die Strahldynamik

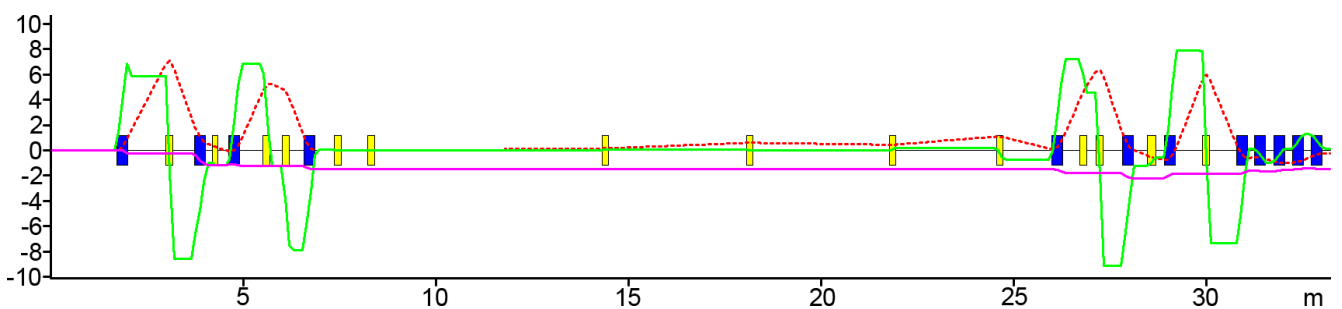
Die vorgestellten Simulationen wurden für die Sollpositionen aller Weglängensysteme berechnet. Wird nun die Weglänge angepasst, so ändern sich diverse Driftstrecken. Bei diesen Änderungen wird davon ausgegangen, dass die Magnete entlang ihrer entsprechenden Achsen korrekt bewegt werden und kein transversaler Versatz oder eine Rotation der Magnete um die y-Achse stattfindet. Messungen aus Abschnitt 6.2.3 zeigen, dass diese Annahme realistisch ist. Betrachtet man beispielsweise das Weglängensystem im ersten Bogen der zweiten Rezirkulation, so ändern sich die Driftstrecken von der Sollposition zur inneren beziehungsweise äußeren Position entsprechend der Angaben in Tab. 5.3. Dabei basieren die verwendeten Daten auf der aktuellen Konfiguration. Weitere Informationen sind in Abschnitt 6.2.3 zu finden. Betrachtet man nun die Außenposition des Systems S0PL01, so erkennt man aufgrund der geänderten Driftstrecken eine verschlechterte Fokussierung des Strahls (siehe Abb. 5.14(a)) sowie Abweichungen in den dispersiven Bahnen (siehe Abb. 5.14(b)). Die Abweichungen zu den zuvor erzielten Simulationsergebnissen sind minimal. Tabelle 5.4 gibt einen Überblick über die Gradienten der Bogenquadrupolmagnete in beiden Fällen. In dieser Situation wird auch der erste Quadrupolmagnet der Geraden (S1QU01) benötigt, um eine gute Fokussierung des Strahls entlang der Geraden zu garantieren. S0QU02 wird nicht variiert, da er entscheidend für eine gute Strahldynamik ist und die komplette Simulation sehr sensitiv auf diesen Gradienten reagiert. Betrachtet man für die Außenposition des Weglängensystems nun das Verhalten der linearen Skalierungsvorschriften, so wird als gute Näherung der y-Achsenabschnitt der Vorschriften von Gl. (5.3) um die in Tab. 5.4 genannten Differenzen korrigiert. Die Abweichungen sind nicht so stark ausgeprägt wie in Kap. 5.6 und so werden die gewünschten longitudinalen Dispersionen mit dieser Anpassung der Skalierungsvorschrift gut erzielt. Eine minimale Korrektur der Gradienten ist trotzdem nötig, da durch die geänderten Parameter der Bogen nicht mehr perfekt achromatisch eingestellt ist. Zusammenfassend kann man sagen, dass die nötigen Anpassungen der Gradienten aufgrund der Weglängenverfälschung kleiner ausfallen, als die in Kap. 5.6 diskutierten Effekte und sehr gut kontrollierbar sind.

Tabelle 5.3.: Diese Tabelle gibt Auskunft über die Änderung der Driftstrecken zwischen der Sollposition, der inneren und der äußeren Position. Die Vorzeichen sind so gewählt, dass ein negatives Vorzeichen eine Verkürzung und ein positives entsprechend eine Verlängerung der entsprechenden Driftstrecke bedeutet. Die Daten basieren auf der geodätischen Messung des Weglängensystems aus Abschnitt 6.2.3.

Driftstrecke	$\Delta l_{\text{Soll- zu Innenpos.}}$ in mm	$\Delta l_{\text{Soll- zu Außenpos.}}$ in mm
SOQU02 bis SOBM02	41,61	−43,90
SOQU03 bis SOQU04	−58,98	62,17
SOBM03 bis S1QU01	41,76	−44,09



(a) Die Einhüllende in x- (rot) und y-Richtung (grün) der zweiten Rezirkulation ist zu sehen (Simulation erstellt mit XBEAM).



(b) Die dispersiven Bahnen der zweiten Rezirkulation werden in dieser Abbildung vorgestellt. Die transversale Dispersion ist in rot, die Winkeldispersion in grün und die longitudinale Dispersion in lila gekennzeichnet (Simulation erstellt mit XBEAM).

Abbildung 5.14.: Die Abbildungen zeigen die Einhüllende sowie die dispersiven Bahnen der zweiten Rezirkulation für die Außenposition des Weglängensystems S0PL01. In blau werden Dipolmagnete und in gelb Quadrupolmagnete entlang des Orbits dargestellt.

Tabelle 5.4.: Die Gradienten der Bogenquadrupolmagnete von Rezirkulation S bei verschiedenen Positionen des Weglängensystems S0PL01 werden gezeigt. S1QU01 muss zusätzlich verändert werden, um eine gute Fokussierung des Strahls entlang der Rezirkulation zu garantieren. Die Werte sind für Strahlimpulse von 68,85 MeV/c ausgelegt.

Element	g in T/m für Sollpos.	g in T/m für Außenpos.	Δg (Soll- – Außenpos.) in T/m
S0QU01	2,4273	2,4326	−0,0053
S0QU02	1,1125	1,1125	0,0000
S0QU03	1,8298	1,7961	0,0337
S0QU04	1,7297	1,7559	−0,0262
S1QU01	−0,8495	−0,7764	−0,0731

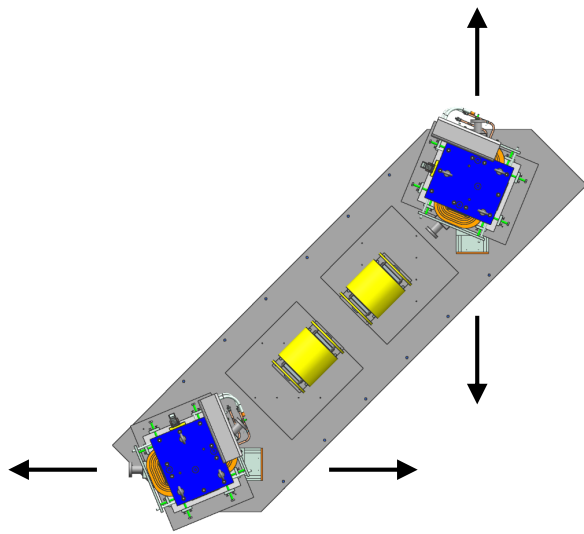
6 Aufbau und Justage

Nachdem in Kap. 4 der Entwurf der neuen Dipolmagnete und in Kap. 5 die Auslegung der Strahldynamik vorgestellt wurde, wird im nun folgenden Kapitel auf den Umbau des S-DALINAC eingegangen. Zuerst werden die Systeme zur Anpassung der Weglängen vorgestellt. Des Weiteren wird die verwendete Methode zur Justage aller Magnete und die anschließende Messung aller Positionen thematisiert. Zur weiteren Erhöhung der Präzision der Strahleinstellungen werden systematische Messungen an den Dipolmagneten vorgestellt. Abschließend wird die Auslegung und der Bau des Strahlfängers für den ERL-Betrieb gezeigt.

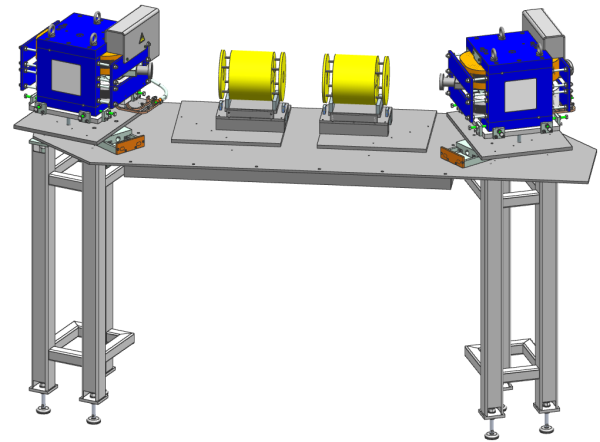
6.1 Weglängensysteme

Bei einem rezirkulierenden Linearbeschleuniger ist der Zeitpunkt beziehungsweise die relative Phase bezüglich des HF-Feldes, zu dem die Bunche erneut am Hauptbeschleuniger ankommen, von größter Bedeutung für eine optimale Beschleunigung oder einen ERL-Betrieb. Alle Rezirkulationen am S-DALINAC sind so aufgebaut, dass die Flugstrecke der Elektronen vom Austritt des Hauptbeschleunigers bis zum Wiedereintritt einem ganzzahligen Vielfachen der HF-Wellenlänge von 10 cm entspricht. Aufgrund von minimalen Abweichungen zwischen der aus der eingestellten Strahldynamik folgenden realen Flugstrecke und der zuvor geplanten Strecke muss die Gesamtstrecke einer Rezirkulation variabel sein. Zudem ist eine hohe Variabilität in der Strahlenergie gefordert. Auch wenn die Elektronen hochrelativistisch sind, können aufgrund der Länge einer Rezirkulation von ca. 35 m durchaus relevante Flugzeitdifferenzen auftreten. Zur Feineinstellung der Rezirkulationszeiten werden über das Kontrollsystem spezielle dafür ausgelegte Systeme angesteuert. Diese Systeme bewegen ausgewählte Dipolmagnete entlang der entsprechenden Strahlachse und sorgen für einen Parallelversatz des Bereichs dazwischen. Zusätzlich zu den aus der Strahldynamik resultierenden Abweichungen der zurückgelegten Strecke müssen noch Flugzeiteffekte beachtet werden. Jede Rezirkulation hat einen möglichen Energiebereich, der sich aus Tab. 4.1 ergibt, sowie eine Gesamtlänge von ca. 30 m bis 40 m. Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die benötigte energieabhängige Weglängenänderung in den einzelnen Rezirkulationen beziehungsweise die resultierenden Phasenfehler bei Nichtbeachtung dieser Effekte. Inwieweit die benötigten Änderungen mit dem aktuellen Aufbau des S-DALINAC umgesetzt werden können, wird in Abschnitt 6.2.3 diskutiert.

Die beiden bestehenden Rezirkulationen haben eine Verstellmöglichkeit von einem Bruchteil einer HF-Wellenlänge. Die exakten Verstellmöglichkeiten sind in Abschnitt 6.2.3 zu finden. Für die neue Strahlführung wurde das System so ausgelegt, dass es eine volle HF-Wellenlänge von 10 cm verfahren kann und damit auch die Möglichkeit eines ERL-Betriebs bietet. Der benötigte Hub wird dabei auf beide Bögen aufgeteilt, so dass jedes System die Weglänge um 5 cm ändern kann. Der Entwurf des System basiert dabei auf den beiden existierenden Systemen, die seit vielen Jahren erfolgreich verwendet werden. Eine besondere Herausforderung war auch hier das System in den sehr beengten Platzverhältnissen in den beiden Bögen unterzubringen. Weitere Informationen zu diesem Aufbau können in [82] gefunden werden. Eine finale Konfiguration des Systems sowie die Bewegungsrichtungen der Dipolmagnete der zweiten Rezirkulation sind in Abb. 6.1 dargestellt. Die Ansteuerung dieses Systems wird in [20] beschrieben.



(a) Bewegungsrichtungen Dipolmagnete



(b) Perspektivische Ansicht

Abbildung 6.1.: Ein Weglängensystem basierend auf den beiden Dipolmagnetgestellen der zweiten Re-zirkulation wird gezeigt. Darauf wurde je eine Hauptplatte mit vier Schienensystemen montiert. Die Dipolmagnete werden zusätzlich auf einer Spindel befestigt, die durch einen Motor angetrieben wird und die Dipolmagnete bewegt. Die Quadrupolmagnete werden über Verstreben mit den Dipolmagnettischen verbunden, so dass sie passiv mitbewegt werden (verwendete Software: Siemens NX [83]).

Tabelle 6.1.: Je nach Energie des Strahls treten Flugzeiteffekte bei der Durchquerung der einzelnen Re-zirkulationen auf, die für einen Phasenfehler bei erneutem Eintritt in den Hauptbeschleuniger sorgen. Diese Tabelle gibt einen Überblick über die berechneten nötigen Weglängenänderungen um diese Effekte auszugleichen. Eine positive Längenänderung steht für eine Vergrößerung der Gesamtstrecke, eine negative entsprechend für eine Verkleinerung. Die Werte beziehen sich auf die Weglängensysteme in ihrer definierten Sollposition. Energiegewinn Injektor (dreifach) 2 bis 7,6 MeV; Linac (dreifach) 8 bis 30,4 MeV - Injektor (einfach) 2 bis 3,8 MeV; Linac (einfach) 16 bis 30,4 MeV

Rezirkulation	l_{gesamt} in m	Modus	p in MeV/c	$ \Delta\phi $ in °	Δl in mm
F	31,9025	dreifach	9,99	142,96	39,71
			38,00	3,12	0,87
S	35,5996	dreifach	17,99	32,08	8,91
			68,40	16,01	-4,45
		einfach	17,99	32,08	8,91
			34,20	5,28	-1,47
T	39,3005	dreifach	25,99	9,09	2,53
			98,80	16,35	-4,54

6.2 Justage und Messung der Strahlführungselemente

6.2.1 Vorgehen

In Kap. 5.5 wurde gezeigt, dass die absolute Position aller Magnete für jede Achse des mitbewegten Koordinatensystems auf 0,5 mm oder besser getroffen werden muss. Zusätzlich muss sichergestellt sein, dass die Rotation um alle drei Achsen jeweils unter $0,1^\circ$ bleibt. Vor allem bei den Quadrupolmagneten ist es wichtig eine Rotation um die z-Achse zu vermeiden, da sonst eine unerwünschte Kopplung zwischen der xz- und der yz-Ebene erfolgt. Um die geforderte Genauigkeit erreichen zu können wurden die Justagearbeiten maßgeblich von Geodäten der Fachhochschule Frankfurt mit einem mobilen Lasertracker AT401 der Firma Leica, der in Abb. 6.2(a) zu sehen ist, unterstützt. Der mit dem Tracker erzeugte Laserstrahl wird über so genannte Reflektoren zum Ausgangspunkt zurück geworfen, siehe Abb. 6.2(b). Es wurden Reflektoren mit einem Durchmesser von 1,5'' (38,1 mm) beziehungsweise für die Justage der Rotationsquadrupolmagnete von 0,5'' (12,7 mm) verwendet. Sie können entweder direkt in die Justagebohrungen der Dipol- und Quadrupolmagnete eingesetzt werden, siehe Abb. 6.2(b), oder über magnetische Kräfte an den Driftnestern, siehe Abb. 6.2(e), befestigt werden. Die Driftnester sind an den Wänden montiert und dienen zur Einmessung und Orientierung des Trackers in das definierte Koordinatensystem. Für die laminierten Quadrupolmagnete und Sextupolmagnete sowie für die Messung der Rotation um die Strahlachse der von Danfysik gefertigten Quadrupolmagnete werden Adapter benötigt, die in der hauseigenen Werkstatt gefertigt wurden und in Abb. 6.2(c) und 6.2(d) gezeigt sind.

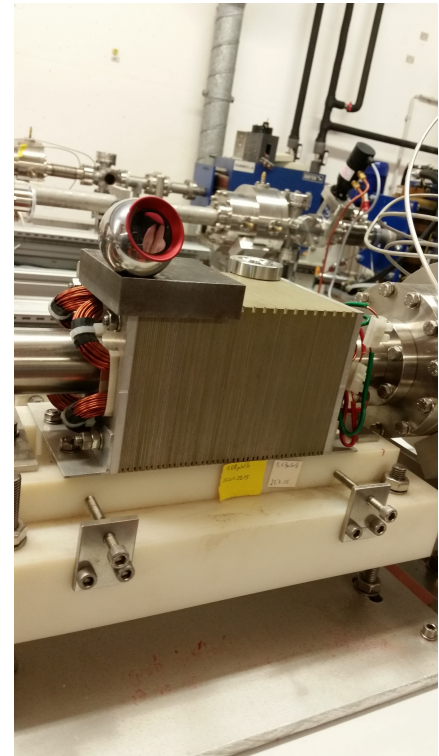
Zur Vorbereitung aller Messungen wurden 18 Driftnester an den Wänden der Beschleunigerhalle und des Bunkerbereichs befestigt, so dass von den verschiedenen möglichen Standpunkten des Lasertrackers möglichst viele Driftnester zeitgleich gemessen werden können. Kritisch war dabei der Übergang zwischen der Beschleunigerhalle und dem Bunkerbereich, da der verbindende Wanddurchbruch die Sichtverbindung zwischen diesen beiden Bereichen stark einschränkt. Weiter wurde ein Koordinatensystem festgelegt, dass fest verankert ist und in dieses sich der Lasertracker jedes Mal durch Einmessen über die Driftnester positionieren und orientieren kann. Im Rahmen der Festlegung des Koordinatensystems wurde der Istzustand des zweifach rezirkulierenden S-DALINAC beginnend im Injektorbogen bis einschließlich des so genannten 40° -Magnetsystems aufgenommen sowie die Positionen der Achsen durch die beiden Beschleunigersektionen vermessen [87, 88]. Die hier erhobenen Daten dienten der Vorbereitung der finalen Justage. In einem nächsten Schritt wurden zusammen mit Kollegen des Instituts für Geodäsie der TU Darmstadt in dem zuvor definierten Koordinatensystem Bodenmarkierungen angebracht, die das erste Positionieren aller Magnete ermöglichten. Während der dann folgenden Aufbauphase erfolgten diverse Zwischenkontrollen und -korrekturen der Dipolmagnetpositionen mit dem Lasertracker-System, die ebenfalls zu einer Verfeinerung des konkreten Vorgehens bei der finalen Justage führten. Durch diese Kontrollen wurde gewährleistet, dass die den Orbit definierenden Dipolmagnete korrekt positioniert sind. Während der groben Justage aller Magnete mit einem Kreuzlinienlaser (siehe Abb. 6.3(c)) und einer Wasserwaage wurden die zuvor mit Hilfe des Lasertrackers gesetzten Wandmarken verwendet, die die Lage aller Achsen und die Höhe des Orbits markieren und auf den Abb. 6.3(a) und 6.3(b) zu sehen sind. Die Namensgebung der Wandmarken für die Achsen sowie die ungefähre Position der 11 montierten Höhenmarken können dem Anhang (Kap. A.7) entnommen werden. In einem letzten Schritt wurden mit dem Lasertracker-System die exakten Positionen und Rotationen um alle drei Achsen von allen Magneten in der Beschleunigerhalle überprüft, korrigiert und gemessen, sowie die Weglängensysteme vermessen. Einen Überblick über alle durchgeführten Arbeitsschritte bei der Justage kann Tab. 6.2 entnommen werden. Eine genaue Anleitung zur Justage aller Magnet-Modelle sowie zur Verwendung der Adapter befindet sich im Anhang (Kap. A.9). Im Rahmen dieser Arbeiten wurde auch mit einem Laserscanner gearbeitet. Informationen dazu können dem Anhang (A.10) entnommen werden.



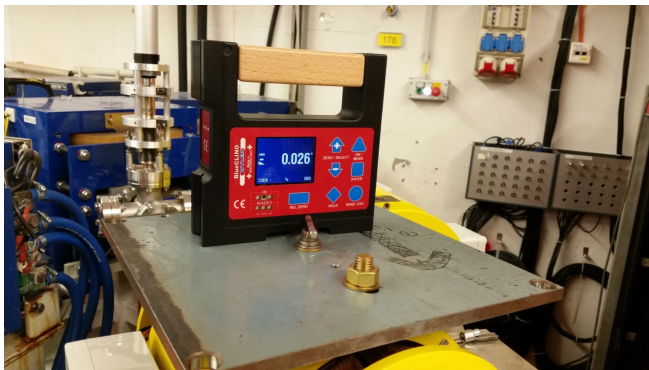
(a) Auf diesem Bild ist der verwendete Lasertracker AT401 von Leica während Arbeiten an einem Standpunkt in der Beschleunigerhalle zu sehen [84].



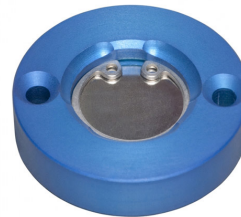
(b) Der 1,5'' große Reflektor befindet sich auf diesem Foto in einer der Justierbohrungen der gelben von Danfysik gefertigten Quadrupolmagnete.



(c) Der Eckenadapter ist für die Justage der laminierten Quadrupolmagnete beziehungsweise Sextupolmagnete notwendig, um für diese Magnetmodelle ebenfalls mit den benötigten Justierbohrungen arbeiten zu können.



(d) Die gezeigte Platte wird zur Vergrößerung der Oberfläche der Danfysik Quadrupolmagnete verwendet. Hier ist zu sehen, wie mit Hilfe der Platte und einem ein-Achsen-Neigungssensor [85] die Rotation des Magneten um die Strahlachse gemessen wird.

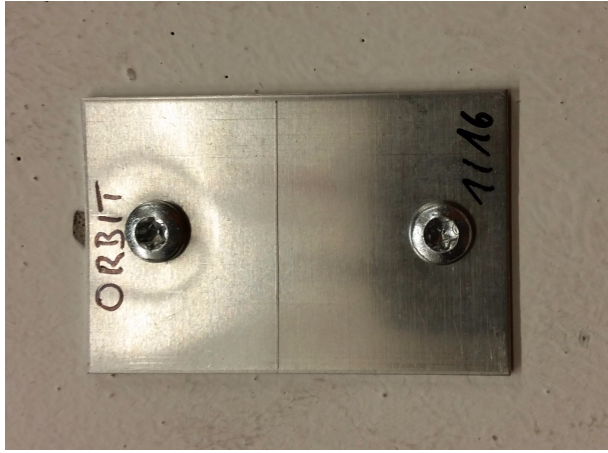


(e) Das abgebildete Driftnest wird zur Orientierung im Koordinatensystem an der Wand montiert und dient zur Aufnahme des 1,5'' großen Reflektors [86].

Abbildung 6.2.: Das verwendete Lasertracker System, ein Reflektor, zwei der verwendeten Adapter und ein Driftnest sind zu sehen.



(a) Dieses Bild zeigt beispielhaft drei der Wandmarken, die die Achsen definieren. Unterhalb der Marke befindet sich ein Kreuz, das während der Markierung der Positionen durch das Lastertragsystem entstanden ist. Nachträglich wurden die Aluminiumplättchen oberhalb der Kreuze montiert. Lotrecht zu den markierten Punkten wurde das Plättchen eingritz und zur besseren Sichtbarkeit auf grobe Distanzen markiert. Jede Wandmarke trägt den Namen der Achse, zu der sie gehört.



(b) Die auf diesem Foto zu sehende Marke dient der Kennzeichnung der Höhe des Orbits. Die Aluminiumplättchen wurden in diesem Falle durch ungefähre Übertragung der Orbitshöhe der Strahlführung vorab montiert. Anschließend wurde die korrekte Höhe in den Plättchen eingritz.



(c) Der abgebildete selbst nivellierende Kreuzlinienlaser wurde zur groben Justage aller Magnete verwendet. Dazu wurde er zum Beispiel auf die Wandmarken aus Abb. 6.3(a) gerichtet. Alternativ oder zur zusätzlichen Kontrolle können die gewünschten Justagebohrungen der Magnete mit entsprechenden Pins ausgestattet werden.

Abbildung 6.3.: Die grobe Justage wurde zu großen Abschnitten mit einem Kreuzlinienlaser durchgeführt, der auf die relevanten Wandmarken für die Positionierung der Magnete auf den Achsen oder zur Einstellung der Höhe gerichtet war.

Tabelle 6.2.: Die Tabelle gibt einen Überblick über alle notwendigen Justiertätigkeiten und die dafür benötigten Zeiten. Dabei gibt die dritte Spalte an, bei welchen Tätigkeiten andere Institute das IKP (Institut für Kernphysik der TU Darmstadt) unterstützt haben: FH FFM steht für die Geodäten der Fachhochschule Frankfurt und TU DA für die Geodäten der TU Darmstadt.

Zeitraum	Tage	Unterstützt durch	Arbeitsschritt
5. bis 16.1.2015	10	FH FFM	Definition des Koordinatensystems und Aufnahme des Istzustands
23. und 24.7.2015	2	TU DA	Setzen der Bodenmarkierungen für alle Magnete
14.10.2015	1	FH FFM	Überprüfung der Dipolmagnetpositionen Teil 1
25. und 27.11.2015	2	FH FFM	Überprüfung der Dipolmagnetpositionen Teil 2
9. und 11.12.2015	2	FH FFM	Anbringung der Achsmarken an den Wänden
12. und 20.1.2016	2	FH FFM	Korrektur des Koordinatensystems und Anbringung der Höhenmarken an den Wänden
10.6. bis 26.7.2016	19	FH FFM	Finale Justage und Aufnahme aller Magnete in der Beschleunigerhalle
23.9.2016	1	FH FFM	Inbetriebnahme der Weglängensysteme und Aufnahme der einzelnen Bahnen aller beweglichen Magnete
Über die komplette Zeit	x	IKP	Zusammenarbeit mit TU DA oder FH FFM; Vorjustage von beispielsweise allen Magneten und Vakuumkammern sowie Vor- und Nachbereitung aller anderen Termine

6.2.2 Messungen zur erzielten Genauigkeit

Nachdem im vorherigen Abschnitt auf das allgemeine Vorgehen und die verwendete Ausrüstung bei der Justage eingegangen wurde, wird sich dieser Abschnitt mit den erzielten, absoluten Genauigkeiten auf verschiedenen Ebenen beschäftigen. Dabei ist es zwingend nötig, dass die einzelnen Beiträge unter den in Kap. 5.5 aufgestellten Toleranzen bleiben. Das in 2015 festgelegte kartesische Koordinatensystem ist per Definition ein fehlerfreies Istsyste, das über die montierten Driftnester repräsentiert wird und nicht der Erdkrümmung folgt. Alle ab diesem Zeitpunkt folgenden Messungen sind als absolut gemessene Residuen zu diesem idealen System zu verstehen. In diesem Abschnitt wird ebenfalls das Koordinatensystem der Strahldynamik verwendet (siehe Abb. 3.9). Das System liegt immer im Magneten, so dass es wie für ein Strahldynamikkordinatensystem üblich dem Verlauf des Strahls folgt. Die angegebenen Residuen sind entlang der drei Achsen des mitbewegten Systems bestimmt und werden als Betrag angegeben. Im Falle der Dipolmagnete werden die Residuen der mittleren Bohrung (Kreuzungspunkt der Sollachsen) relativ zu der ersten vom Strahl durchlaufenen Sollachse angegeben.

Um einen Einblick in die verschiedenen vom Gesamtsystem gegebenen Genauigkeiten zu erhalten, sind diese in Tab. 6.3 aufgelistet. Dabei sind alle Werte des Lasertracker-Systems als obere Grenzen zu verstehen. Weiter spielen die Messbedingungen eine wichtige Rolle. Da dabei die Folgen aufgrund einer Temperaturänderung am größten sind, ist nicht näher auf die Folgen von Änderungen der Luftfeuchtigkeit oder des Luftdrucks eingegangen. Um sich einen Überblick über die Folgen der Temperaturänderungen im Messbereich zu verschaffen, wurde vor den ersten Messungen im Januar 2015 eine Kontrolle der Temperaturschwankungen an mehreren Punkten in der Beschleunigerhalle und im Bunkerbereich durchgeführt. Die maximale Schwankung über den Zeitraum der Messung betrug dabei ca. 1,5 K. Es genügt

damit die repräsentative Messung der Temperatur an einer Stelle [87]. Die Empfindlichkeit beziehungsweise Ziffernschrittweite sowie die zulässige Abweichung der beiden verwendeten Neigungssensoren wird ebenfalls angegeben.

Tabelle 6.3.: Die Tabelle gibt einen Überblick über die einzelnen Anteile, die einen Beitrag zur Messgenauigkeit liefern. Für die Reflektoren ist eine obere Schätzung angegeben, für die Werte des Trackers steht MPE für „maximum permissible error“. Die Umwelteinflüsse spielen ebenfalls eine wichtige Rolle. Die Einflüsse von Temperaturschwankungen sind am stärksten ausgeprägt. Aus diesem Grund werden die Einflüsse von Luftdruck und Luftfeuchtigkeit nicht weiter betrachtet. Im Falle der Temperaturänderung an einem Objekt wurde als Beispiel der mittlere Wärmeausdehnungskoeffizient des Werkstoffs 1.4571 angegeben, aus dem typischerweise das Strahlrohr besteht. Der Wert für Eisen, aus dem die meisten Magnete hergestellt sind, ist vergleichbar. Zusätzlich wurde mit zwei Neigungssensoren gearbeitet, deren Spezifikationen ebenfalls angegeben wird. Die Abkürzung MW steht für Messwert. Im Falle des zwei-Achsen Neigungssensors erhält man zum Beispiel bei einem Messwert von $0,1^\circ$ eine maximale Abweichung von $0,001^\circ$.

Element	Parameter	Wert	Quelle
Reflektor	Zentriergenauigkeit der Optik	$\leq \pm 3 \mu\text{m}$	[89]
Bruchresistenter Reflektor	Zentriergenauigkeit der Optik	$\leq \pm 10 \mu\text{m}$	[89]
Tracker AT401	Winkelunsicherheit	$\pm 15 \mu\text{m} + 6 \mu\text{m}/\text{m}$ (MPE)	[90, 91]
Tracker AT401	Unsicherheit Distanzmesser	$\pm 10 \mu\text{m}$ (MPE)	[90, 91]
Messbedingungen	Temperatur Luft	ca. 1 ppm pro 1°C	[92]
Messbedingungen	Temperatur am Objekt - mittlerer Wärmeausdehnungskoeffizient (20°C - 100°C) für Edelstahl 1.4571	$16,5 \cdot 10^{-6} 1/\text{K}$	[93]
ein-Achsen Neigungssensor	Ziffernschrittweite (Empfindlichkeit)	5 arcsec	[94, 95]
ein-Achsen Neigungssensor	Zulässige Abweichung	$12 \text{ arcsec} + 0,027 \% \text{ MW}$	[94, 95]
zwei-Achsen Neigungssensor	Ziffernschrittweite (Empfindlichkeit)	0,2 arcsec	[96, 97]
zwei-Achsen Neigungssensor	Zulässige Abweichung (MW bis $0,5^\circ$)	$0,2 \text{ arcsec} + 1 \% \text{ MW}$	[96, 97]

Stationierungsgenauigkeit des Lasertrackers

Für eine eindeutige Stationierung des Trackers benötigt dieser lediglich die Messung von drei bekannten Punkten. Der erste Punkt muss ein 3D-Punkt sein, für den zweiten genügt ein 2D-Punkt und der letzte Punkt benötigt lediglich eine Koordinate (1D-Punkt). Wenn nun allerdings bei einem der Punkte ein unbemerkter Messfehler aufgetreten ist, arbeitet man für den kompletten Standpunkt mit einer deutlich höheren Ungenauigkeit, die ggf. unentdeckt bleibt. Um dies zu verhindern und eine bestmögliche Stationierung des Lasertrackers zu erzielen, werden deutlich mehr bekannte Punkte gemessen und das System damit überbestimmt. Während aller Arbeiten bei der finalen Justage in der Beschleunigerhalle wurde mit einer Messung von sechs bis zwölf, im Mittel 9,3 Punkten, stationiert. Dazu wurden die

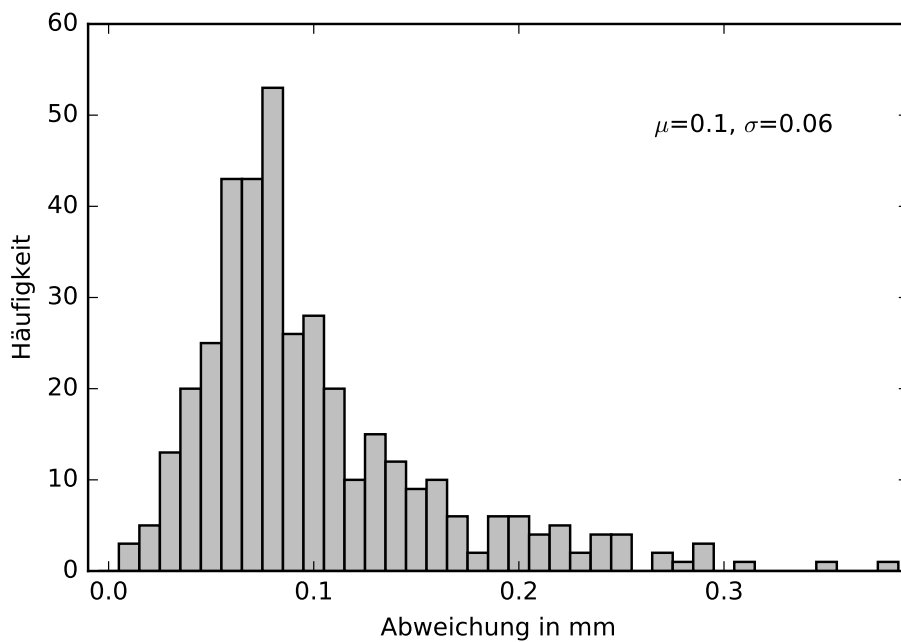


Abbildung 6.4.: Die Messung der 3D-Residuen von den im Rahmen der feinen Justage der Beschleunigerhalle verwendeten 41 Standpunkten ist auf dieser Abbildung dargestellt. Jeder der verwendeten Standpunkte basiert auf sechs bis 12 gemessenen Punkten. Im Mittel wurden zum Stationieren 9,3 Punkte verwendet.

montierten Driftnester verwendet, die damit eine eindeutige Orientierung im Koordinatensystem ermöglichen. Die 3D-Residuen der Messungen der einzelnen Driftnester (Istposition zu im Koordinatensystem definierter Sollposition) sind in Abb. 6.4 zu sehen. Die mittlere Abweichung beträgt 0,1 mm mit einer Standardabweichung von $\pm 0,06$ mm. In diese Messung fließt automatisch die Unsicherheit des kompletten Messsystems, bestehend aus Lasertracker, Reflektor und den Driftnestern, sowie die Umwelteinflüsse mit ein (siehe dazu Tab. 6.3).

Genauigkeiten der verwendeten Messmethoden

Die Genauigkeiten für Messungen mit dem Lasertracker setzen sich je nach Messmethode aus verschiedenen Beiträgen zusammen. Die einzelnen Beiträge können in Tab. 6.4 eingesehen werden. Die sich daraus ergebenden Genauigkeiten werden in Tab. 6.5 gezeigt.

Die Genauigkeit der Stationierung aus Tab. 6.4 enthält verschiedene Teilbeiträge, die näher im entsprechenden Unterabschnitt behandelt werden. Zusätzlich wird für eine Magnetmessung mit dem Lasertracker die Aufnahme des Reflektors am Magneten betrachtet. Diese Genauigkeit ist im Falle der verwendeten Justagebohrungen der Magnete vernachlässigbar gegenüber der Stationierungsgenauigkeit. Die Reproduzierbarkeit dieser Bohrungen ist vergleichbar mit der Reproduzierbarkeit der Driftnester selbst und diese ist als Teilbeitrag in der Stationierungsgenauigkeit enthalten. Damit reduziert sich die Genauigkeit der Aufnahme des Reflektors auf den Fall des verwendeten Eckenadapters (siehe Abb. 6.2(c)). Die Reproduzierbarkeit des Eckenadapters wird in Abb. 6.5 näher untersucht. Der Mittelwert beträgt 0,05 mm mit einer Standardabweichung von 0,05 mm und ist als 3D-Unsicherheit zu verstehen. Die einzelnen Werte stellen die Residuen zu einem Mittel dar. Dieses Mittel wurde gebildet über die mehrfache Messung eines Punktes von verschiedenen Standpunkten.

Tabelle 6.4.: Diese Tabelle fasst alle einzelnen Beiträge auf, die eine Rolle bei den verschiedenen Messmethoden spielen. Genauere Informationen zu der Zusammensetzung beziehungsweise der Messung der einzelnen Beiträgen können den jeweiligen Unterabschnitten entnommen werden.

Beitrag	Genauigkeit
Stationierung (S)	0,1 mm \pm 0,06 mm
Eckenadapter (E)	0,05 mm \pm 0,05 mm
Oberflächen-Reflektor (O)	ca. 0,1 mm [92]
Mittelwert Residuen Neigung (N)	0,006° \pm 0,007°

Tabelle 6.5.: Betrachtet man die verschiedenen verwendeten Messmethoden, so setzt sich für jede die Gesamtgenauigkeit dieser Messmethode anders zusammen. Einen Überblick über diese Zusammensetzung und die daraus resultierenden Zahlen gibt diese Tabelle. Dabei wurden die einzelnen Genauigkeiten sowie ihre Unsicherheiten als obere Abschätzung addiert. Die den Lasertracker betreffenden Werte sind als 3D-Unsicherheiten zu verstehen.

Messmethode	Berechnung	Genauigkeit
Lasertracker - Wandmarken	S + O	0,2 mm \pm 0,06 mm
Lasertracker - Justagebohrungen Magnete	S	0,1 mm \pm 0,06 mm
Lasertracker - Eckenadapter Magnete	S + E	0,15 mm \pm 0,11 mm
Neigungsmessung	N	0,006° \pm 0,007°

Für die Messung der Wandmarken wird die Aufnahme des Reflektors und der Reflektor selbst durch einen anderen Reflektortyp ersetzt. Aufgrund der Notwendigkeit auf einer glatten Oberfläche Markierungen zu setzen wurde mit einem taktil messenden Oberflächen-Reflektor gearbeitet, der nicht die hohe Genauigkeit eines 1,5'' oder 0,5'' Reflektors erreichen kann. Die Genauigkeit für die Testspitze des Oberflächen-Reflektors liegt bei ca. 0,1 mm [92].

Die Spezifikationen beider Neigungssensoren können in Tab. 6.3 eingesehen werden. Allerdings spielen die Unebenheit der laminierten Magnete sowie die Montage- und Fertigungstoleranzen der großen Platte (siehe Abb. 6.2(d)) bei der Neigungsmessung eine größere Rolle. Um die Genauigkeit bei der Neigungsmessung der verschiedenen Magnettypen abschätzen zu können, wurde die Reproduzierbarkeit der Neigungsmessung überprüft. Dazu wurde an sechs zufällig ausgewählten Magneten je fünf mal unabhängig voneinander die Rotation um die z- und die x-Achse gemessen. Diese sechs Magnete (F2BM06, S2BM01, S1QU06, F1QU06, F2QU01, F2QU02) stellen eine Stichprobe aus allen verwendeten Bauformen dar. Von den in Summe 12 Messreihen wurde je der Mittelwert gebildet. Die Residuen zu dem jeweiligen Mittelwert sind in Abb. 6.6 zu sehen. Der Mittelwert der Residuen beträgt 0,006° und ist mit einer Standardabweichung von 0,007° ein Maß für die Genauigkeit.

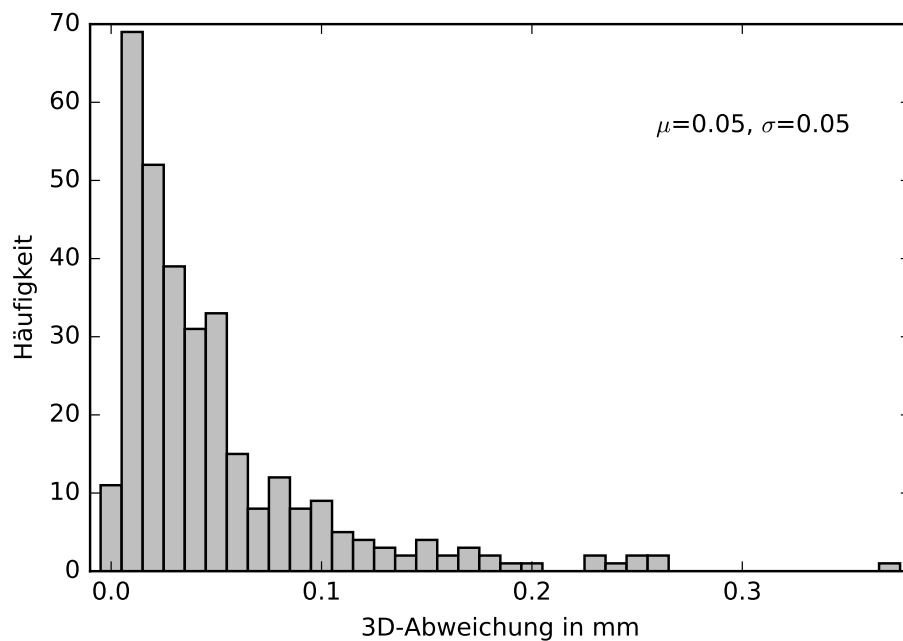


Abbildung 6.5.: Misst man einen einzelnen in einem Adapter liegenden Punkt mehrfach von verschiedenen Standpunkten aus und stellt die Residuen zum Mittelwert dar, erhält man die dargestellte Grafik. Dabei bezeichnen die Residuen eine 3D-Abweichung zum Mittelwert aller Messungen (Daten aus [87]).

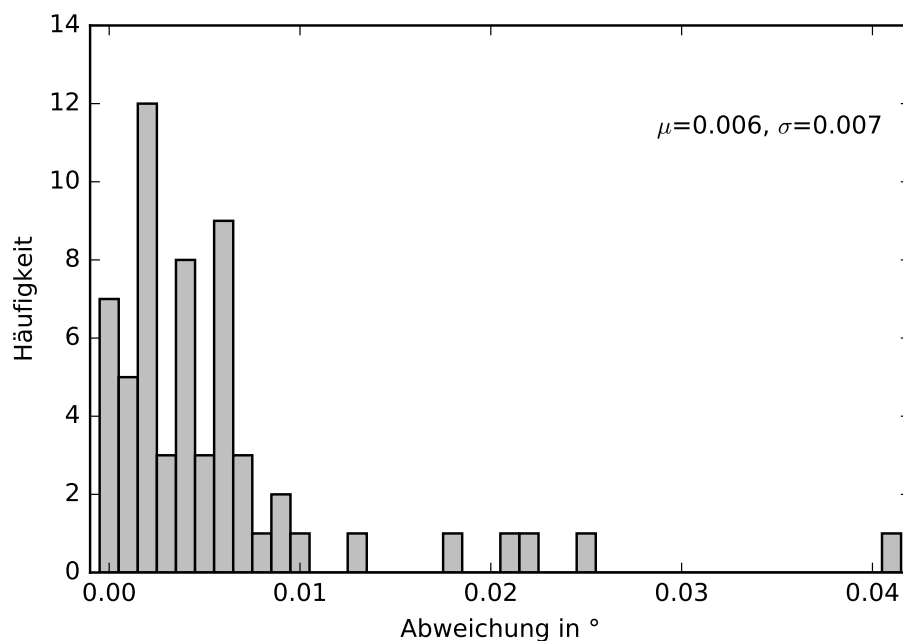
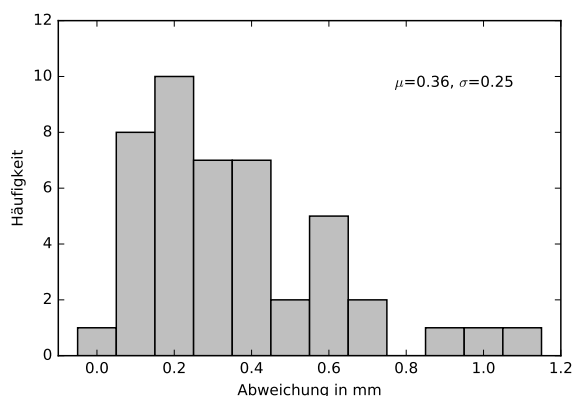
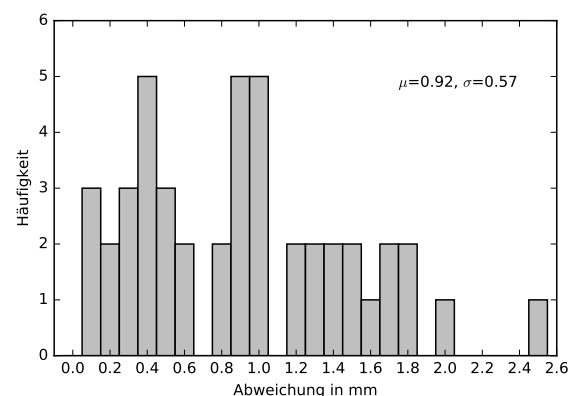


Abbildung 6.6.: Die in diesem Histogramm gezeigte Reproduzierbarkeit wurde mit dem ein-Achsen Neigungssensor aufgenommen. Dazu wurde an sechs verschiedenen Magneten unterschiedlicher Bautypen je fünf mal unabhängig von einander die Rotation um die x- und die z-Achse (Strahldynamikkoordinatensystem) aufgenommen.

Die in diesem Abschnitt genannten Genauigkeiten setzen sich nicht bis in die absolute Position der Magnete fort, da die Marken ausschließlich für die grobe Justage verwendet werden. In Abschnitt 6.2.2 wird zu Beginn auf die für diese Messmethode geltenden Genauigkeiten hingewiesen. Für die in den Abb. 6.7(a) und 6.7(b) zu sehenden Markierungen der Achsen wurden ca. sechs Monate nach der Montage die Position der Kreuze und der Rillen in den Aluminiumplättchen von einem Großteil der Markierungen überprüft. Für diese Überprüfung wurde jeweils das Koordinatensystem entlang der Achse ausgerichtet. Der Betrag der transversalen Abweichung in der Horizontalen wurde dann für jede Markierung einmal an der Position des Kreuzes und einmal an der Position der Rille mit einer gewählten Auflösung von 0,1 mm gemessen. Für alle gemessenen Marken ergibt sich somit für die Positionen des Kreuzes eine mittlere 1D-Abweichung von 0,36 mm mit einer Standardabweichung von 0,25 mm. Für die Positionen der Rille erhält man 0,92 mm mit einer Standardabweichung von 0,57 mm. Es fällt auf, dass die Positionen der Rillen ungenauer sind. Dies liegt zum einen darin begründet, dass die Rillen ein Übertrag des zuvor markierten Punktes sind. Zum anderen hat das Aluminiumplättchen eine Dicke von 1 mm und je nach Stationierung des Trackers und Größe des Winkels, der zwischen Plättchen und Laserstrahl liegt, spielt die Dicke des Plättchens eine Rolle. Diese Wandmarken werden zur groben Justage mit einem Kreuzlinienlaser verwendet. Da das verwendete Gerät eine Laserstrichbreite von ca. 2 mm hat fallen die hier bestimmten Genauigkeiten nicht weiter ins Gewicht.



(a) Punktmarkierungen



(b) In das Aluminiumplättchen geritzten Markierungen

Abbildung 6.7.: Die beiden Grafiken zeigen gemessene Residuen der Markierungen, die für die grobe Justage verwendet werden.

Die in diesem Abschnitt genannten Genauigkeiten setzen sich nicht bis in die absolute Position der Magnete fort, da die Marken ausschließlich für die grobe Justage verwendet werden. In Abschnitt 6.2.2 wird zu Beginn auf die für diese Messmethode geltenden Genauigkeiten hingewiesen. Für die in Tab. 6.6 zu sehenden Markierungen der Höhe des Orbits wurden ca. acht Monate nach der Montage die Position der Rillen in den Aluminiumplättchen überprüft. Dabei wurde das globale Koordinatensystem verwendet und die 1D-Abweichung entlang der y-Achse angegeben. Alle Marken sind unterhalb ihrer Sollposition, die Abweichungen stellen für die institutseigenen Justagemöglichkeiten keine Einschränkung dar.

Tabelle 6.6.: Die mit dem Lasertracker gemessenen Genauigkeiten der Wandmarken, die die Höhe des Orbits markieren, sind zu sehen. Die Unsicherheiten für diese Messung können zu Beginn von Abschnitt 6.2.2 gefunden werden.

Ort	Abweichung
Bereich T0	−0,37 mm
Bereich T1	−0,25 mm
Bereich T2	−0,34 mm

Ausnahmen bei der Positionierung von Magneten

Bei wenigen Magneten war eine Positionierung in der sonst angewandten Güte nicht möglich. Die folgende Aufzählung nennt die betroffenen Magnete und die Gründe für die größeren Abweichungen in der Positionierung. Die Nomenklatur der Magnetnamen kann in Kap. 2.3 nachgelesen werden.

- F2SP01: Dieser Sextupolmagnet ist in der xz-Ebene ca. um $0,7^\circ$ um die y-Achse rotiert. Diese Rotation führt für den Schwerpunkt zu einem Betrag in der x-Abweichung von ca. 0,2 mm (Seite F2QU01) beziehungsweise ca. 0,9 mm (Seite F2BM02). Der Grund dafür ist ein leicht schief sitzendes Strahlrohr, an dem der Sextupolmagnet befestigt ist. Aufgrund der Justiervorrichtung ist in dieser Konstellation die Justiermöglichkeit beschränkt und die Position kann nicht weiter optimiert werden.
- T0SP01: Der Sextupolmagnet ist in der x-Richtung ca. 1,5 mm versetzt, da das Strahlrohr an dieser Stelle nicht entlang der Sollachse läuft. Der Grund für diesen Versatz ist ein vermutlich minimal schief angeschweißter Flansch an der Dipolmagnetkammer von T0BM01. Aufgrund des Strahlrohrversatzes und der Montage des Sextupolmagnets am Strahlrohr fehlt hier der Spielraum für die Justage. Weiter können aufgrund von E0BM01 nur drei der vier Ecken gemessen werden, wodurch eine präzisere Aussage über die Lage des Schwerpunkts nicht möglich ist.
- Die Achse durch den Hauptbeschleuniger in den Sollkoordinaten: Der Bereich um F2BM03 ist gegenüber dem Bereich um F0BM01 in der x-Richtung um ca. 0,2 mm parallel versetzt. Dieser Parallelversatz in den Sollkoordinaten ist erst am Ende der finalen Absteckung aufgefallen. Wäre dieser Fehler in der Zeichnung, aus der die Sollkoordinaten entnommen werden, korrigiert worden, so hätte dies Folgen für alle Elemente im zweiten Bogenbereich. Da zusätzlich die Bereiche um F0BM01 und F2BM03 in sich korrekt sind und dieser Parallelversatz beim Durchqueren des Hauptbeschleunigers nicht weiter ins Gewicht fallen wird, wurde nichts weiter unternommen. Ein Parallelversatz von ca. 0,2 mm bedeutet auf die komplette Strecke, dass die Sollachse zwischen F2BM03 und F0BM01 einen Winkel von ca. $0,00081^\circ$ mit der eigentlichen Achse einschließt.
- Folgende Position entlang der Strahlachse (z-Koordinate) haben sich in Einklang mit der Strahldynamik aufgrund von zusätzlichen Randbedingungen verändert:
 - Fast alle SP
 - manche QP (E0QU01, S0QU02, S2QU03, S3QU01, T0QU02)
- Für folgende Positionen entlang der Strahlachse existierten keine Sollkoordinaten (z-Koordinate):
 - I1QUH1 und I1QUVV1
 - I1QU01 bis I1QU06: Es zeigte sich, dass die in der Vergangenheit verwendeten theoretischen Positionen im Extremfall um bis zu 5 mm von den tatsächlichen Positionen abgewichen sind.

Da die tatsächlichen Positionen im Betrieb sehr gute Ergebnisse geliefert hatten, wurden diese als neue Sollpositionen entlang der z-Achse verwendet.

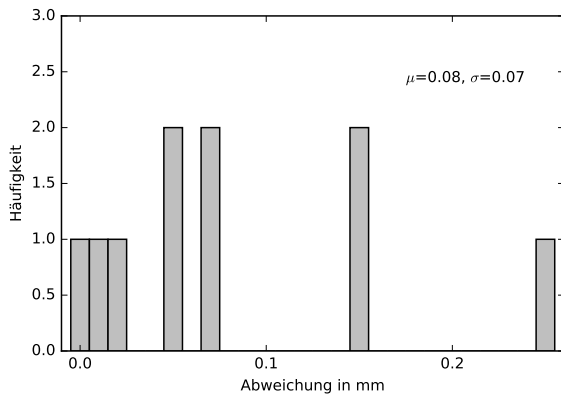
– A1QU01

Positionierungsresiduen der Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete

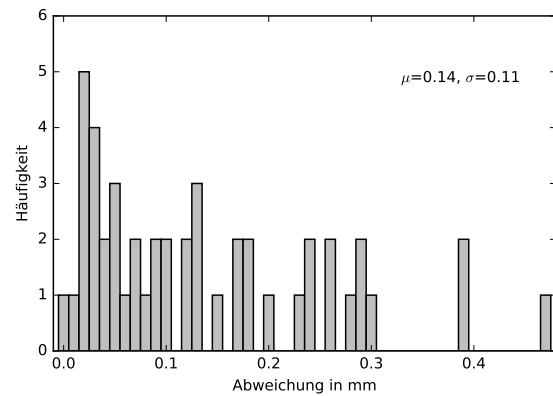
In Abschnitt 6.2.2 wird zu Beginn auf die für diese Messmethode geltenden Genauigkeiten hingewiesen. Die Positionsresiduen sind 1D-Residuen zu den jeweiligen Koordinaten des entsprechenden Magnets. Diese Residuen geben die Abweichung der Istkoordinate zu der zuvor festgelegten Sollkoordinate an. Die Sollkoordinaten für x und z wurden im technischen Übersichtsplan des S-DALINAC bestimmt. Dieser ist aufgrund seiner Komplexität und seiner Historie ebenfalls mit einer gewissen Genauigkeit ausgestattet, die damit auch einen Beitrag zu der Gesamtgenauigkeit der Justage liefert und mit 0,1 mm für die x-Richtung abgeschätzt wird. Die Verteilung der Beträge der 1D-Residuen aller im Rahmen der finalen Justage gemessenen Magnete aus der Beschleunigerhalle werden in den Abb. 6.8 und 6.9 gezeigt. Die entsprechenden Mittelwerte und Standardabweichungen können den Histogrammen entnommen werden. Die Abweichungen in longitudinaler Richtung (z) sind vernachlässigbar, da die Folgen für die Strahldynamik in diesem Maß nicht ins Gewicht fallen und problemlos durch die Einstellung der Magnete abgefangen werden können. Die Achsen sind wie bekannt in die jeweiligen Magnete gelegt, die Residuen werden immer im mitbewegten Koordinatensystem angegeben. Im vorherigen Unterabschnitt wurde auf Ausnahmen bei der Positionierung in der xz Ebene näher eingegangen. Die Histogramme aus den entsprechenden x- beziehungsweise z-Histogrammen aus den Abb. 6.8 und 6.9 enthalten diese Ausnahmen nicht, da sie nicht repräsentativ für die Positionierungsgenauigkeit der Magnete sind.

Die Sollhöhenkoordinate für den Orbit wurde zuvor aus Mittelung von 16 Messpunkten an sechs verschiedenen Dipolmagneten bestimmt. Zwei der gemessenen Dipolmagnete wurden im Rahmen des Umbaus nicht bewegt und repräsentieren den Ausgangszustand. Die Höhe der anderen Dipolmagnete wurden zuvor im Rahmen der groben Justage eingestellt. Bei allen Dipolmagneten wurde vor der Festlegung der global gültigen Orbit-Höhe durch eine Messung mit einer Schlauchwasserwaage festgestellt, dass ihre Höhe im Rahmen von einer Unsicherheit von 1 mm mit der Höhe des Bereichs der thermionischen Elektronenquelle übereinstimmt. Der so bestimmte Mittelwert wurde als Sollkoordinate für die Höhe des Orbits definiert und kann als Koordinate des definierten Koordinatensystems im Anhang (Tab. A.9) eingesehen werden. Um alle Magnete auf den so bestimmten Wert einzustellen, muss je nach Messart und Magnetmodell ein Betrag addiert werden, der den Abstand zwischen Orbit und reflektiertem Laserpunkt repräsentiert. Die entsprechenden Beträge für alle Dipolmagnete sowie die laminierten Quadrupol- und Sextupolmagnete wurden dabei anhand von technischen Zeichnungen bestimmt. Im Falle der beiden Danfysik Quadrupolmagnetmodelle wurde der entsprechende Betrag vorab durch Messungen bestimmt. Dazu wurde für mehrere Magnete einer jeden Baureihe, die die Form eines liegenden Zylinders besitzen, die Lage der Achse und dessen Radius bestimmt. Misst man die Höhenkomponente dann mit einem in der entsprechenden Bohrung liegendem Reflektor, erhält man so den benötigten Abstand zwischen Orbit und Mitte des Reflektors. Die Ungenauigkeit der technischen Zeichnungen wird als vernachlässigbar eingestuft, die Reproduzierbarkeit der Quadrupolmagnetmessungen liegt bei 0,03 mm [92].

Bei der Auswertung der gemessenen x und z Koordinaten gibt es verschiedene Situationen. Im Falle der Dipolmagnete werden alle vorhandenen Justagebohrungen untereinander verglichen, die Abweichungen in x und z fließen in die jeweiligen Histogramm ein. Für die Danfysik Quadrupolmagnete trägt die x-Abweichung der Justagebohrungen zur Sollachse und der Mittelpunkt zwischen beiden Punkten im Vergleich zum Sollmittelpunkt (x- und z-Abweichung) bei. Die laminierten Quadrupol- und Sextupolmagnete besitzen keine Bohrungen, sie werden mit dem Eckenadapter vermessen. Aufgrund der herstellungsbedingten, teils unebenen Oberfläche sind hier schlechtere Genauigkeiten zu erwarten. Bei den laminierten Magnettypen wird die Lage des Mittelpunkts in x und z verglichen. Die Auswertung der gemessenen y-Koordinaten unterscheidet sich ebenfalls in ein paar Fällen. Die von Danfysik hergestellten Quadrupolmagnete wurden über einen in der Justagebohrung liegenden Reflektor in y angepasst



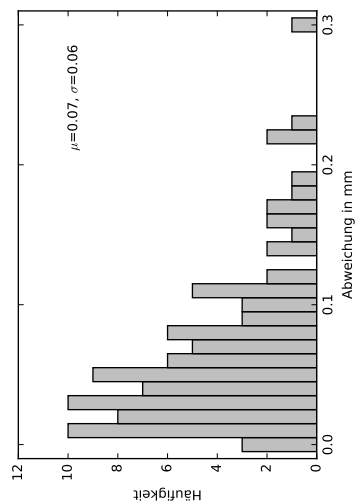
(a) x-Richtung (transversal) - Sextupolmagnete



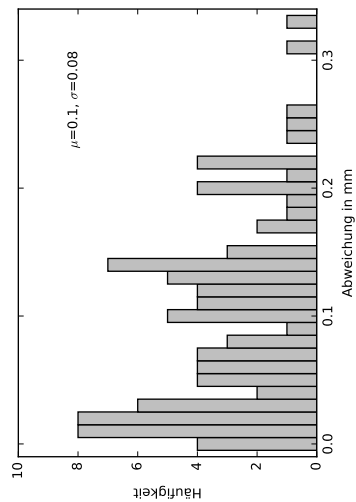
(b) y-Richtung (vertikal) - Dipolmagnete

Abbildung 6.8.: Die gemessenen 1D-Residuen entlang zweier Achsen des mitbewegten Strahldynamikkoordinatensystems für alle justierten Sextupolmagnete in der Beschleunigerhalle sind zu sehen. Entlang der z-Achse sind in diesem Fall keine Residuen vorhanden, da diese Sollposition als frei betrachtet wurde (siehe Abschnitt über Ausnahmen).

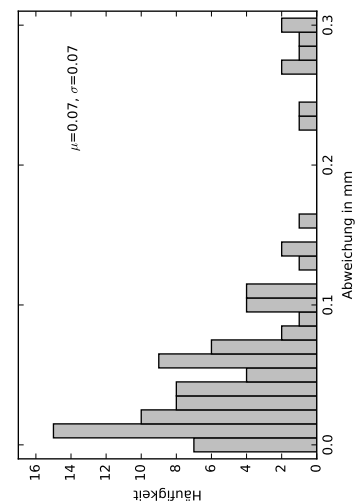
und gemessen. Im Falle der Dipolmagnete und der laminierten Magnete wurde die Höhe über die Messung der Oberfläche des Magneten justiert. Die durch eine eventuell nicht gleichmäßig aufgetragene Lackierung erzielten Ungenauigkeiten bei der Abtastung der Dipolmagnetoberfläche mit dem Schlitten werden als vernachlässigbar eingestuft. Allerdings sorgt die Bauform der laminierten Magnete für eine teils unebenen Oberfläche, die die Genauigkeit der Messungen deutlich beeinflusst. Bei der Aufnahme der Magnetpositionen werden die Justagebohrungen beziehungsweise der Eckenadapter verwendet. In ein paar speziellen Fällen wurde die Aufnahme aufgrund von weiteren Randbedingungen mit einem Kantenadapter durchgeführt, dessen Höhe mit dem verwendeten Schlitten übereinstimmt. Alle anderen Magnete, bei denen die Höhenjustage mit einem anderen Aufbau als die Aufnahme der Punkte erfolgte, müssen entsprechend der Informationen aus dem Anhang (Tab. A.9) umgerechnet werden und können dann mit den Sollkoordinaten verglichen werden.



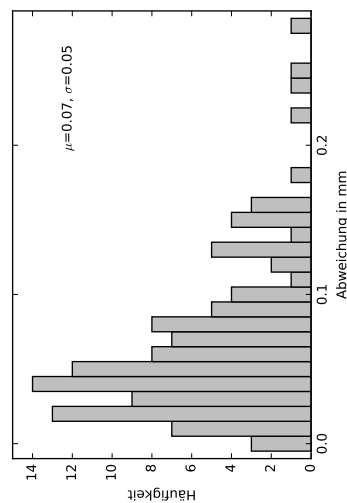
(a) x-Richtung (transversal) - Dipolmagnete



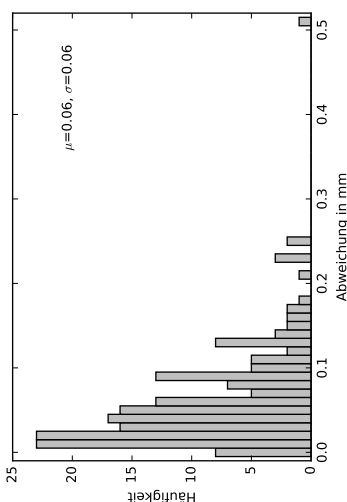
(b) y-Richtung (vertikal) - Dipolmagnete



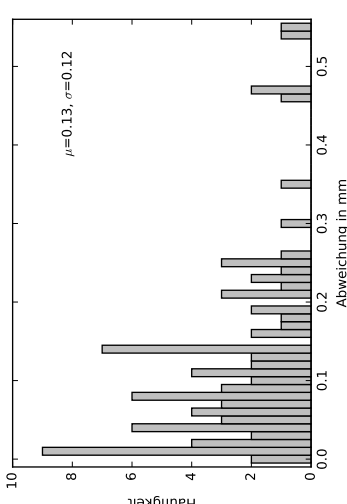
(c) z-Richtung (Strahlachse) - Dipolmagnete



(d) x-Richtung (transversal) - Quadrupolmagnete



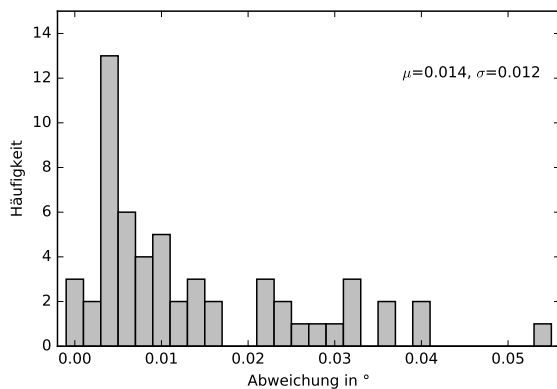
(e) y-Richtung (vertikal) - Quadrupolmagnete



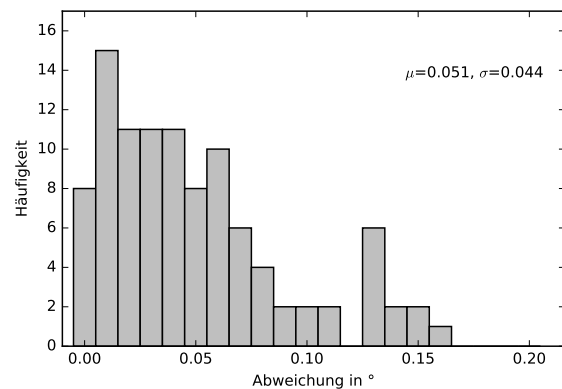
(f) z-Richtung (Strahlachse) - Quadrupolmagnete

Abbildung 6.9.: Die gemessenen 1D-Residuen entlang aller Achsen des mitbewegten Strahldynamikkordinatensystems für alle justierten Dipolmagnete und Quadrupolmagnete in der Beschleunigerhalle sind zu sehen. Im Falle der Quadrupolmagnete ist die Position entlang der z-Achse im Vergleich zu den Residuen der anderen beiden Achsen am unwichtigsten, da durch eine genaue Kenntnis der Positionen die Strahldynamik problemlos über leichte Variationen der Gradienten angepasst werden kann. Abbildung 6.9(e) zeigt einen einzelnen erhöhten Wert. Dieser gehört zu einem der aufgenommenen Punkte von E0QU01, der sich als sehr schwierig zu justieren und sehr instabil auf seinem Gestell stehend erwies.

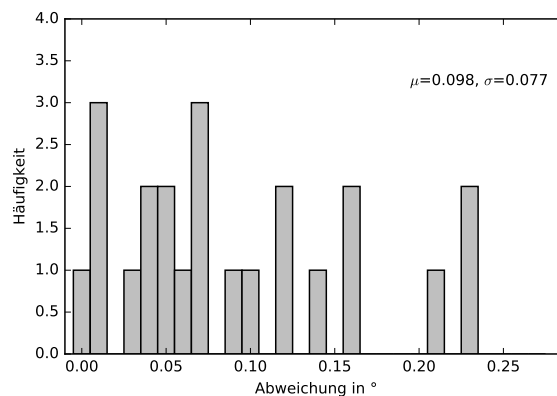
In Abschnitt 6.2.2 wird zu Beginn auf die für diese Messmethode geltenden Genauigkeiten hingewiesen. Im Falle der Neigungsmessung stammt dabei allerdings die größte Ungenauigkeit aus den zu messenden Objekten selbst. Auf die relevanten Ungenauigkeiten wird im entsprechenden Unterabschnitt näher eingegangen. Abbildung 6.10 gibt einen Überblick über die Residuen der Neigungsmessung aller Magnete der Beschleunigerhalle. Es wird immer das Residuum zum Sollwinkel angegeben, bei den Rotationsquadrupolmagneten also zu den 45° . Für jeden Magneten wurde die Rotation um die mitbewegten z- und x-Achse gemessen (1D Residuen). Die daraus resultierenden Mittelwerte und Standardabweichungen können den einzelnen Abbildungen entnommen werden.



(a) Rotationsresiduen (1D) Dipolmagnete um die x- und um die z-Achse



(b) Rotationsresiduen (1D) Quadrupolmagnete um die x- und um die z-Achse



(c) Rotationsresiduen (1D) Sextupolmagnete um die x- und um die z-Achse

Abbildung 6.10.: Die Histogramme geben eine Übersicht über die mit dem ein-Achsen Neigungssensor gemessenen Residuen der Rotation aller Magnete in der Beschleunigerhalle um die z- oder x-Achse.

Während der Justage hat sich herausgestellt, dass folgende Justierreihenfolge in einem Bereich am sinnvollsten ist:

1. Dipolmagnet
2. Quadrupolmagnet (mit eigenem Justagegestell)
3. Am Strahlrohr hängend befestigte Quadrupolmagnete oder Sextupolmagnete

Der Grund dafür liegt an dem Strahlrohr, das alle Elemente verbindet. Trotz äußerst vorsichtigem Vorgehen wird das Strahlrohr typischerweise über die Dipolmagnete mit bewegt. Die Öffnungen der Spiegelplatten der von Danfysik hergestellten Quadrupolmagnete bieten dem Strahlrohr zusätzlich kaum eine Möglichkeit zur Bewegung, es liegt baulich bedingt bereits nach minimalen Positionskorrekturen des Magneten dicht an der Spiegelplatte an und übt Druck aus. Auch die laminierten Magnete bieten nur einen relativ begrenzten Spielraum zur Justage bevor das Strahlrohr den Magneten berührt. Am stärksten wirkt sich die Bewegung auf die am Strahlrohr hängend befestigten Magnete aus, die aus diesem Grund als letztes Element in einem Bereich justiert werden müssen. Weiter sind die Gestelle der Magnete zu beachten. Berührt man während der Justage eines Punktes das Gestell, so reagieren die meisten Gestelle elastisch auf diese Berührung. Aus diesem Grund ist es sinnvoll bei der Justage eines Magneten keinen Kontakt zum Gestell zu haben um damit die Messung nicht zu verfälschen. Man erhält über die eben genannten Punkte typischerweise ein gekoppeltes Justageproblem mit mehreren Magneten, Strahlrohrhalterungen und Strahlrohren. Zusätzlich sind die Strahlrohrstücke nicht perfekt gearbeitet - die Flansche sind nicht perfekt rechtwinkelig angeschweißt und das Rohr könnte verzogen sein. Beachtet man die genannten Punkte, lässt sich das erzielte Ergebnis optimieren. Ein Beispiel für diese Thematik sind die letzten Quadrupolmagnete des zweiten Bogenbereichs. Die finale Justage begann in genau diesem Bereich, Element für Element und nicht in der eben vorgestellten Justierreihenfolge. Im Laufe der Zeit wurde zusätzlich die auf diese Elemente folgende Dipolmagnetschikane weiter optimiert. Für die in Tab. 6.7 gezeigten Veränderungen der Mittelpunktspeditionen der drei genannten Quadrupolmagnete gibt es die folgenden möglichen Ursachen:

1. Eine nicht von nennbaren Ursachen resultierende Veränderung der Position, wenn sich beispielsweise der Aufbau des Beschleunigers setzt.
2. Zu Beginn wurde eine falsche Justierreihenfolge angewandt: Die Elemente wurden der Reihe nachjustiert anstatt nach der eben genannten Reihenfolge.
3. Eine nachträgliche Optimierung der fünf darauf folgenden Dipolmagnete der Schikane könnte über die ca. 2,5 m lange gemeinsame Kammer der Schikane Druck auf die einzelnen Strahlrohrstücke in den Quadrupolmagneten und damit eventuell auch auf die Quadrupolmagnete selbst ausgeübt haben.

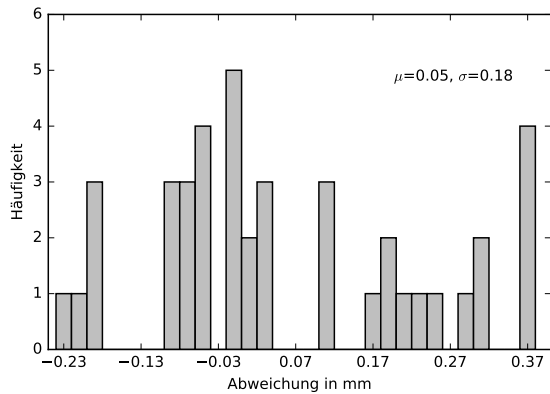
Betrachtet man die Richtung der Abweichungen und bedenkt, dass alle Abgänge der großen Kammer zu den einzelnen Rezirkulationen geschweißt sind, so sind die beiden ersten möglichen Ursachen am wahrscheinlichsten. Für die Zukunft sind regelmäßige Kontrollen aller Magnetpositionen geplant, die eine Veränderung über die Zeit aufdecken werden. Sollten manche Magnete im Betrieb nur sehr schlecht einstellbar sein, so können im Rahmen dieser Kontrollen einzelne Magnete nachjustiert werden. Die genannte Veränderung über Zeit könnte ebenfalls verschiedene Ursachen haben: Das gesamte System könnte sich über Zeit setzen und damit eine Änderung der Positionen hervorrufen. Weiter werden im Laufe der Zeit immer wieder Reparaturarbeiten durchgeführt werden, bei denen ein Betreten mancher Gestelle nicht zu vermeiden sein wird. Einzelne Stichproben haben gezeigt, dass die Gestelle mit einer elastischen Verformung auf Betreten oder Berühren reagieren. Dies ist aber keine Garantie für alle Gestelle. Aus diesem Grund ist ein Betreten oder sonstige starke Kraftwirkungen auf die Gestelle so weit wie möglich zu vermeiden.

Tabelle 6.7.: Diese Tabelle zeigt ein Beispiel zur Einschränkung der Genauigkeit bei der Justage in Abhängigkeit von dem genauen Vorgehen. Die Nomenklatur der Magnetnamen kann in Kap. 2.3 nachgelesen werden. Die gezeigten Abweichungen zu den jeweiligen Sollkoordinaten sind in diesem Fall mit Beachtung des Vorzeichens im Strahldynamikkordinatensystem angegeben. Die Unsicherheiten werden durch die verwendete Messmethode (siehe Tab. 6.5) vorgegeben.

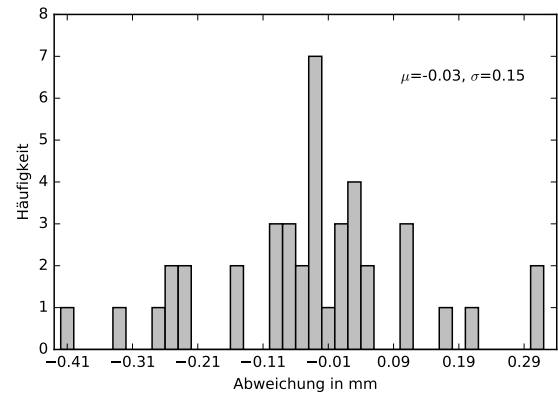
Element	Abweichung KW 24 2016		Abweichung KW 30 2016	
	Δx in mm	Δz in mm	Δx in mm	Δz in mm
F2QU02	0,06	0,21	−0,13	0,26
S2QU04	0,04	−0,30	0,22	0,00
T2QU03	−0,12	−0,07	−0,24	0,14

Veränderung von Magnetpositionen im Laufe des Umbaus

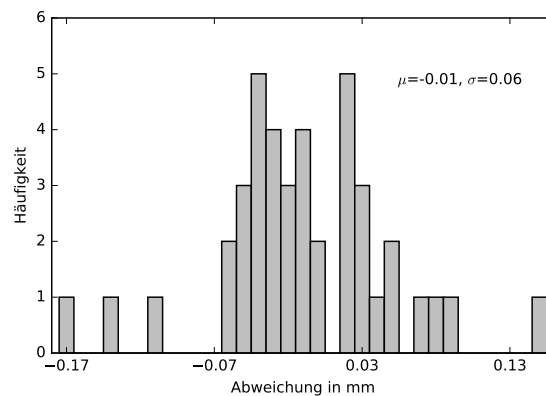
In Abschnitt 6.2.2 wird zu Beginn auf die für diese Messmethode geltenden Genauigkeiten hingewiesen. Im Rahmen der Messungen aller Weglängensysteme aus Abschnitt 6.2.3 wurden die betroffenen Dipol- und Quadrupolmagneten erneut gemessen. Zwischen ihrer Justage und der nächsten Messung sind je nach Magnet ca. zwei bis drei Monate Umbauzeit verstrichen, in denen Teils größere Arbeiten an Gestellen oder Magneten nicht verhindert werden konnten. Zusätzlich musste die Halterung von S0QU02 nachträglich minimal modifiziert werden, eine erneute Messung der resultierenden Position wurde ebenfalls durchgeführt. Das Histogramm in Abb. 6.11 zeigt die Änderung dieser Magnete (aller Justagebohrungen) im Vergleich mit ihrer damaligen Messung (nicht als Abweichung zu ihrer Sollposition) als 1D-Residuen im globalen System. Im Mittel betragen diese Abweichungen 0,05 mm (x), 0,03 mm (y) beziehungsweise 0,01 mm (z) mit einer Standardabweichung von 0,18 mm (x), 0,15 mm (y) beziehungsweise 0,06 mm (z). Diese Änderungen sind statistisch verteilt und sorgen gesamt betrachtet teils auch für eine Verbesserung der damaligen Position im Vergleich mit der Sollposition. Nicht in den Histogrammen enthalten sind die Positionen zweier Magnete, die eine ungewöhnlich große Veränderung der Position aller drei Koordinaten zeigten: F0BM02 (ca. 0,5 mm) und S2BM01 (ca. 0,4 mm). Beide Dipolmagnete wurden mit dem Weglängentisch in seiner Sollposition erneut justiert und erst danach gemessen. Im Falle von beiden Dipolmagneten ist dieses Verhalten erklärbar. F0BM02 hat ein auf Bewegungen sehr empfindlich reagierendes Stahlgestell, das sich normalerweise elastisch verformt. In der Zeit zwischen den beiden Messungen waren allerdings grobe Arbeiten an Kabeln nötig, die eine große Krafteinwirkung auf das Gestell bedeutet hatten. Andere Gestelle waren von dieser Art an Arbeiten nicht betroffen. An den vier bewegten 45° Dipolmagneten wurde eine spezielle Befestigung der 95 mm² Kabel befestigt, die ebenfalls mechanische Arbeiten an den Dipolmagneten bedeuteten. Aufgrund der verschiedenen Positionen gibt es bei den vier betroffenen Dipolmagneten einen Dipolmagnet, der im Vergleich zu den anderen drei einen weniger stabilen Stand hat - sein Gestell wurde auf einer Stahlplatte befestigt, die den Kabelgraben abdeckt. Trotz sehr guter Befestigung kann der darüber befindliche Dipolmagnet in Schwingungen geraten, die bei großen Änderungen vermutlich nicht mehr komplett elastisch sind. Auch dies ist die einzige Stelle, bei der solch eine Kombination existiert. Alle weiteren Veränderungen über Zeit beziehungsweise letzte Folgen des Umbaus oder Reaktionen auf Wartungen werden im Laufe der nächsten Zeit beobachtet und bei zu großen Auswirkungen korrigiert.



(a) Globale x-Achse



(b) Globale y-Achse



(c) Globale z-Achse (Höhe)

Abbildung 6.11.: Einige Magnete wurden im Rahmen der in Abschnitt 6.2.3 durchgeführten Messungen erneut nach einigen Monaten gemessen. Die dabei festgestellten Veränderungen der Positionen dieser Magnete werden als 1D-Residuen im globalen Koordinatensystem gezeigt. Zwei Dipolmagnete wurden aufgrund einer zu großen Abweichung erneut justiert und fließen mit ihren Koordinaten nach der Justage in die Grafiken ein.

Zusammenfassung der finalen Genauigkeiten

Nachdem in den vorherigen Unterabschnitten detailliert auf die einzelnen Genauigkeiten der verwendeten Messmethoden sowie auf die gemessenen Residuen aller Elemente eingegangen wurde, wird in diesem Unterabschnitt die finale Genauigkeit der einzelnen Elementtypen vorgestellt. Diese ergibt sich für jeden Elementtyp aus Addition der Genauigkeit der jeweiligen Messmethode und dem Mittelwert der für diesen Typ gemessenen Residuen. Bei der Positionsmessung der Magnete in horizontaler Richtung muss zusätzlich die Genauigkeit der technischen Zeichnung berücksichtigt werden, bei der Höhe der von Danfysik gefertigten Quadrupolmagnete die Reproduzierbarkeit der bestimmten Sollhöhenkoordinate. Die Ungenauigkeit des finalen Werts berechnet sich aus der Summe der einzelnen Standardabweichungen. Tabelle 6.8 stellt alle relevanten Zahlen zusammen. Die Rotation um die vertikale Achse wird nicht angegeben, da diese ausreichend durch die horizontale Abweichungen in der Position entlang des kompletten Magneten abgebildet wird. Entlang der dafür relevanten Achse gibt es viele Justagebohrungen oder der Eckenadapter wurde entsprechend eingesetzt. Die vorgestellten finalen Werte sind als „realistische worst-case Werte“ zu verstehen, da die Mittelwerte anstatt der maximalen Werte der einzelnen Verteilungen addiert wurden sowie Beträge der 3D Genauigkeiten der Messmethode zu Beträgen der 1D Genauigkeiten der Positionsresiduen addiert wurden. Die Werte zeigen, dass die Anforderungen aus Kap. 5.5 (absolute Position aller Magnete kleiner 0,5 mm in jeder Achse (1D-Anforderung); Rotation um alle drei Achsen je kleiner 0,1° 1D-Anforderung)) komplett erfüllt werden konnten.

Tabelle 6.8.: Diese Tabelle gibt eine Übersicht über die final erreichte Justagegenauigkeit in Position als 1D-Residuen entlang aller Achsen und als Rotation um die x- und um die z-Achse. Die Rotation um die y-Achse wurde nicht separat betrachtet, da diese messtechnisch deutlich einfacher über die Abweichung entlang der x-Achse zugänglich ist. Die Genauigkeiten der Wandmarken unterstehen nicht den geforderten Spezifikationen, sie dienen als Hilfsmittel bei der vom Institut durchgeführten Justage und werden der Vollständigkeit halber angegeben.

Elementtyp	Finale Genauigkeit		
	x (horizontal)	y (vertikal)	z (Strahlachse)
Wandmarke Achse - Kreuz	(0,56 ± 0,31) mm	x	x
Wandmarke Achse - Rille	(1,12 ± 0,63) mm	x	x
Wandmarke Höhe	x	(0,52 ± 0,11) mm	x
Position Dipolmagnete	(0,27 ± 0,12) mm	(0,20 ± 0,14) mm	(0,17 ± 0,13) mm
Position Quadrupolmagnete (Danfysik)	(0,27 ± 0,11) mm	(0,19 ± 0,12) mm	(0,23 ± 0,18) mm
Position Quadrupolmagnete (laminiert)	(0,32 ± 0,16) mm	(0,21 ± 0,17) mm	(0,28 ± 0,23) mm
Position Sextupolmagnete	(0,33 ± 0,18) mm	(0,29 ± 0,22) mm	(0,15 ± 0,11) mm ¹
Neigung Dipolmagnete		x und z: (0,020 ± 0,019)°	
Neigung Quadrupolmagnete (beide)		x und z: (0,057 ± 0,051)°	
Neigung Sextupolmagnete		x und z: (0,104 ± 0,084)°	

¹ In diesem Fall ist nur die Genauigkeit der Methode und keine bestimmten Residuen angegeben, da es keine Sollpositionen gibt (siehe Ausnahmen).

6.2.3 Vermessung der Systeme zur Weglängenänderung

Alle Rezirkulationen des S-DALINAC besitzen die Möglichkeit, die Weglänge einer Rezirkulation durch Verfahren dafür speziell ausgelegter Systeme zu ändern. Der Aufbau dieser Systeme kann am Beispiel der neuen Rezirkulation in Kap. 6.1 nachgelesen werden. Bei der Justage der Magnete standen die Weglängentische der ersten und zweiten Rezirkulation in ihrer mittleren Position, die einer perfekten Gesamtlänge dieser zur erneuten Beschleunigung entspricht. Für die dritte Rezirkulation, die im Rahmen des Umbaus als einzige Rezirkulation ihre alte Gesamtlänge behalten hat, liegt diese Position im inneren Randbereich des möglichen Hubs. Diese Position hat sich durch langjährige Erfahrung im Betrieb als „mittlere Position“ herauskristallisiert. Alle Weglängensysteme werden ferngesteuert betrieben, Endabschalter definieren dabei den Bereich des Hubs. Die Achsen, auf denen sich die Magnete bewegen, sind durch Schienen vorgegeben und sollten entlang definierter Achsen verlaufen. Da diese Systeme einem komplexen Aufbau folgen, ist die exakte Positionierung dieser Schienen schwierig zu realisieren. Um sich einen Überblick über den kompletten Fahrtbereich mit den Aspekten möglicher Hub, Positionierung entlang der kompletten Strecke und Verlauf der Achsen zu machen, wurden alle Magnete der Systeme zur Weglängenänderung während Fahrten zwischen den Endabschaltern gemessen. Zusätzlich geben diese Messungen einen Überblick über die Synchronität der einzelnen Systeme im Laufe der Fahrten. Der in Abschnitt 6.2.1 vorgestellte mobile Lasertracker AT401 der Firma Leica kann nur statische Ziele erfassen. So wurden alle Systeme an den zu messenden Positionen angehalten. Eine genauere Übersicht über die Ansteuerung aller Systeme ist in [20] zu finden. Bei den in Summe vier Systemen wurde so an je fünf Positionen entlang der Fahrachse die Position aller Justagebohrungen der Dipol- und Quadrupolmagnete gemessen. Überträgt man die so gewonnenen Daten in die technische Zeichnung des S-DALINAC erhält man eine genaue Auskunft über die Lage der Achsen und des möglichen Hubs aller Systeme. Um einschätzen zu können, welche unerwünschten Effekte aufgrund der Verfälschung von Magneten entstehen können, ist die Kenntnis der Lage dieser Achsen von größter Bedeutung. Schließt die Fahrachse beziehungsweise die parallel bewegten Achsen mit der eigentlichen Strahlachse einen Winkel ein, so würde eine andere Position außer der Sollposition bei der Durchquerung eines Quadrupolmagnets für eine zusätzliche ablenkende Kraft sorgen. Zur Bestimmung dieser Winkel wurde für jeden gemessenen Justagepunkt eine lineare Regression durch alle gemessenen Positionen durchgeführt. Die daraus resultierenden Winkel wurden pro Magnet über alle seine Justagebohrungen gemittelt, die resultierenden Differenzen der Istfahrachsen zu den Sollfahrachsen sind in Tab. 6.9 aufgelistet. Bis auf F0QU02 hat jeder Magnet sein eigenes Schienensystem, das teilweise passiv bewegt wird wie im Falle der Quadrupolmagnete in den Systemen SOPL01 und S2PL01. F0QU02 ist auf den gleichen Schienen wie F0BM03 montiert und gibt bereits eine Abschätzung über die bei der Bestimmung des Winkels existierenden Unsicherheiten, die sich aus der Messunsicherheit der einzelnen Magnete aus Tab. 6.8 sowie dem Fehler in der Anpassung ergeben. Es fällt auf, dass zwei Winkel besonders groß sind. Im Falle von F0BM02 wurde dessen Gestell während des Umbaus bewegt und damit die Ausrichtung der Achsen beeinflusst. T2BM04 wurde im Vergleich zu seiner ursprünglichen Position nicht verändert. Vermutlich stammt die gemessene Winkelabweichung von einer Verwechslung während des damaligen Aufbaus des Systems. Die vier Dipolmagnete T2BM01 bis T2BM04 lenken um $36,24^\circ$ ab, der Rekombinationsdipol allerdings um $35,035^\circ$, der ebenfalls den Winkel für die Fahrachse von T2BM04 im Vergleich zu einer horizontalen Linie vorgibt. Vermutlich wurde die Fahrachse fälschlicherweise auf $36,24^\circ$ eingestellt. Bei den beiden neuen Systemen fällt auf, dass SOPL01 schlechter als S2PL01 montiert wurde. Dies kann zum einen über die anspruchsvollere Umgebung aufgrund einer Rampe unterhalb eines der beiden Gestelle erklärt werden, und zum anderen dadurch, dass dies das erste montierte System war und die gewonnenen Erfahrungen bei der Montage des zweiten Systems angewendet wurden. Eine obere Abschätzung der Auswirkungen auf die Strahldynamik erhält man aufgrund des maximalen Winkels und der maximal möglichen Distanz zwischen Sollposition und Randposition. Als Beispiel wurde hier F0BM01 verwendet. Im Extremfall würde so durch die Verfälschung über den halben Hub ein transversaler Versatz des Strahls von ca. 0,5 mm zur Strahlachse resultieren. Kapitel 5.5 beschäftigt sich mit der Simulation der benötigten Justagetoleranzen

und zeigte, dass dies kein Problem darstellt. Betrachtet man S0BM02, so beträgt der transversale Versatz bei einer Verfärbung um den halben Hub ca. 0,7 mm. Auf Grund des breiten homogenen Feldbereichs stellt dies ebenfalls kein Problem dar. Die Abweichungen in den Winkeln der Fahrachsen können somit als unbedenklich eingestuft werden.

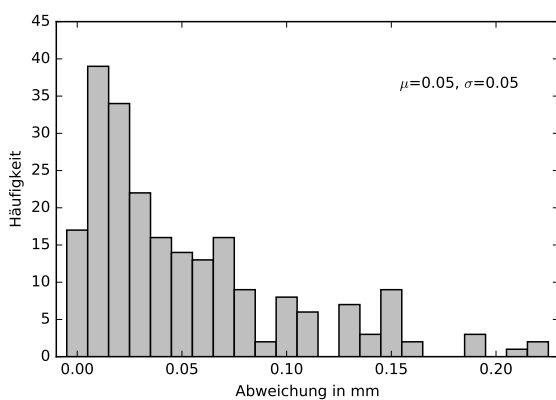
Tabelle 6.9.: Die Tabelle gibt eine Übersicht über die Beträge der eingeschlossenen Winkel zwischen der Ist- und der Sollfahrachsen aller Magnete der Weglängensysteme. Eine Betrachtung der Unsicherheiten ist auf Basis der Messunsicherheit der einzelnen Magnete aus Tab. 6.8 möglich.

System	Magnet	Betrag Winkel in °
FOPL01	FOBM02	1,53
	FOQU02	0,01
	FOBM03	0,05
SOPL01	S0BM02	0,83
	S0QU03	0,52
	S0QU04	0,28
	S0BM03	0,30
S2PL01	S2BM01	0,09
	S2QU01	0,10
	S2QU02	0,06
	S2BM02	0,15
T2PL01	T2BM02	0,09
	T2BM03	0,23
	T2BM04	1,26

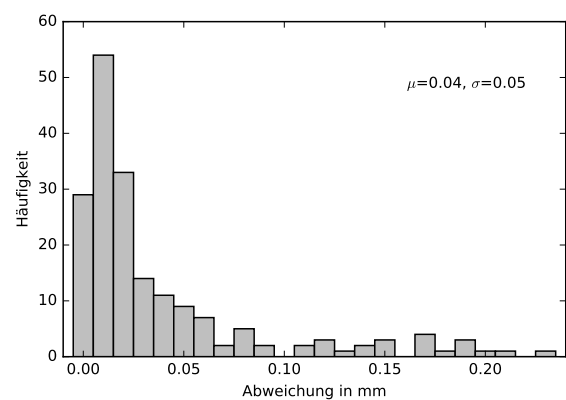
Im nächsten Schritt wird der nutzbare Hub aller Systeme bestimmt. Dazu werden die Koordinaten der die Bahn bestimmenden, äußeren Dipolmagnete je in ein mitbewegtes System transformiert, das entlang der jeweiligen Istfahrachse zeigt. Zusätzlich wurden alle Koordinaten in die Systeme der parallel bewegten Elemente transformiert. Betrachtet man nun die Differenzen zwischen den beiden Randpositionen und addiert beziehungsweise subtrahiert die einzelnen Strecken entsprechend der Geometrien, erhält man die in Tab. 6.10 gezeigten Werte, die dem tatsächlich vorhandenem Hub entsprechen. Es ist deutlich zu sehen, dass die beiden neu installierten Systeme in der zweiten Rezirkulation zusammen eine komplette HF-Wellenlänge von größer 10 cm verfahren können, wohingegen die beiden alten Systeme nur einen Bruchteil dieser Verfärbung bewerkstelligen können. Für eine Abschätzung der Unsicherheiten sei hier auf Tab. 6.8 verwiesen. Tabelle 6.1 zeigt die Notwendigkeit je nach Strahlenergie die Weglängen anzupassen. Dieser Effekt ist in der ersten Rezirkulation aufgrund der niedrigen Energien am stärksten ausgeprägt. Vergleicht man die möglichen Änderungen der Weglängen im aktuellen Aufbau aus Tab. 6.10 mit den benötigten Änderungen aus Tab. 6.1 so zeigt sich, dass im Falle der minimalen Energie der ersten Rezirkulation keine Anpassung der Weglänge an den aus Flugzeiteffekten kommenden Phasenfehler möglich ist. Berechnet man aufgrund der möglichen Veränderung der Weglänge in der ersten Rezirkulation die minimal mögliche Gesamtenergie, so erhält man 49,22 MeV statt 34,51 MeV. Eine Modifikation des Weglängensystems FOPL01 würde die minimal mögliche Gesamtenergie weiter verringern.

Tabelle 6.10.: Eine Übersicht über die mögliche Veränderung der Weglänge einer Rezirkulation wird gegeben. Die gemessenen Positionen wurden so weiter verarbeitet, dass zusätzlich zum kompletten Hub auch die noch möglichen Streckenänderungen von der Sollposition der Systeme zu den inneren beziehungsweise äußeren Positionen aufgelistet wird. Die Unsicherheiten können mit Hilfe von Tab. 6.8 abgeschätzt werden.

System	Gesamter Hub in mm	Hub bis Innen in mm	Hub bis Außen in mm
FOPL01	33,76	16,92	16,84
SOPL01	50,21	24,39	25,82
S2PL01	50,57	24,96	25,61
T2PL01	30,62	3,57	27,05



(a) Positionsreproduzierbarkeit Magnetpositionen



(b) Höhenänderung bei Verfahrungs-Magneten

Abbildung 6.12.: Die Histogramme geben die gemessene Positioniergenauigkeit der einzelnen Magnete aus den Weglängensystemen sowie die Änderung der Höhe wieder.

Als letzter Aspekt bei der Untersuchung aller Weglängensysteme ist die Reproduzierbarkeit der angesteuerten Positionen von großer Bedeutung. Über das Kontrollsystem werden die Systeme angesteuert, dem Operateur ist dabei der Abstand zur Sollposition bekannt. Sollte dieser Abstand oder gar die Sollposition in der Realität von Fahrt zu Fahrt wandern, würde dies die Einstellung des Strahls erheblich erschweren. Es werden zum jetzigen Zeitpunkt zwei verschiedene Motorisierungen verwendet. Die beiden alten Systeme sind mit Potentiometern ausgestattet. Die Motoren bewegen dabei alle Magnete so lange, bis der jeweilige Spannungswert des Potentiometers dem über das Kontrollsystem vorgegebenen Setzwert entspricht. Aufgrund des Aufbaus des Potentiometers entsteht ein minimaler Unterschied beim Anfahren der Sollposition von innen oder außen. Die beiden neuen Systeme arbeiten mit Schrittmotoren. Hier ist das Anfahren von allen Positionen deutlich präziser möglich. Auch mehrfaches Verfahren aller Systeme zeigte, dass sie synchron arbeiten und mit der Zeit kein Positionsversatz auftritt. Trotz der verschiedenen Motorisierungen zeigt Abb. 6.12(a) (1D-Residuen) die sehr gute Reproduzierbarkeit aller Positionen, die mit einem Mittelwert von 0,05 mm (Standardabweichung: 0,05 mm) innerhalb der Messgenauigkeit des Systems liegt (siehe Tab. 6.8). Die hohe Reproduzierbarkeit ist eine wichtige Voraussetzung für den Betrieb der Systeme, deren korrekte Positionen am Ende durch Messungen am Strahl charakterisiert und eingestellt werden. Abbildung 6.12(b) zeigt die Änderung der Höhenkomponente aller bewegter Magnete über alle Positionen. Auch diese Messungen liegen mit einem Mittelwert von 0,04 mm (Standardabweichung: 0,05 mm) innerhalb der Messgenauigkeit, dies beweist die gute Horiziontrierung der Systeme.

6.3 Systematische Untersuchung aller Dipolmagnetfelder

Am S-DALINAC sind spezielle, baugleiche Dipolmagnete gruppiert und werden mit einer Reihenschaltung über ein Netzteil versorgt. Eine Übersicht dieser Reihenschaltungen gibt Abb. 6.13. Damit soll sicher gestellt werden, dass die entsprechenden Gruppen von Dipolmagneten auf dem gleichen Magnetfeld betrieben werden. Bei der Einstellung der Magnetfelder wird dabei in einem Dipolmagnet pro Reihenschaltung das Magnetfeld gemessen und als Referenz verwendet (siehe Abb. 6.13). Allerdings haben die Messungen der neuen 45°-Dipolmagnete gezeigt, dass sich auch bei baugleichen Modellen und gleichem Stromsetzwert die Magnetfelder signifikant voneinander unterscheiden, siehe dazu Tab. 4.12. Die Dipolmagnete definieren den Orbit des Strahls. Wenn nun in Reihe geschaltete Dipolmagnete verschiedene Magnetfelder annehmen, so erfährt der Strahl in jedem Dipolmagnet eine andere Ablenkung und folgt damit nicht der idealen Bahn. Dies erschwert die optimale und verlustfreie Einstellung des Strahls. Um die Genauigkeit der Strahleinstellung zu erhöhen, wurden im Rahmen des Umbaus alle Dipolmagnetgruppen systematisch mit dem neu entwickelten System rotierende Spulen untersucht [71]. Für diese Messungen wurden alle in Reihe geschalteten Dipolmagnete mit je einer rotierenden Spule im homogenen Feldbereich ausgestattet. In manchen Fällen wurde aufgrund von Limitierungen des zur Verfügung stehenden Raumes mit Hallsonden gearbeitet. Anschließend wurden verschiedene Stromstärken eingestellt und die Hysteresekurven auf verschiedenen Wegen gemessen. Die Messungen ergaben die erwarteten Unterschiede in den magnetischen Feldern der einzelnen Reihenschaltungen. Es ließen sich Gesetzmäßigkeiten zur Korrektur dieser Magnetfeldunterschiede aufstellen. Die Korrektur der Felder wird mit so genannten Trimspulen durchgeführt. Diese Spulen sind um die Hauptspule eines jeden Dipolmagnets gewickelt. Jede Trimspule kann separat angesteuert werden, sie erlauben so minimale Korrekturen des Feldes in einem einzelnen Dipolmagnet. Um die Gesetzmäßigkeiten zur Optimierung der Teilchentrajektorie in Stromsetzwerte für die Trimspulen umzusetzen, wurden diese im Rahmen von [98] gemessen. Mit den so erhaltenen Ergebnissen kann eine automatische Korrektur des Feldes einzelner Dipolmagnete auf Basis des eingestellten Stromsetzwertes der Hauptspulen angewendet werden.

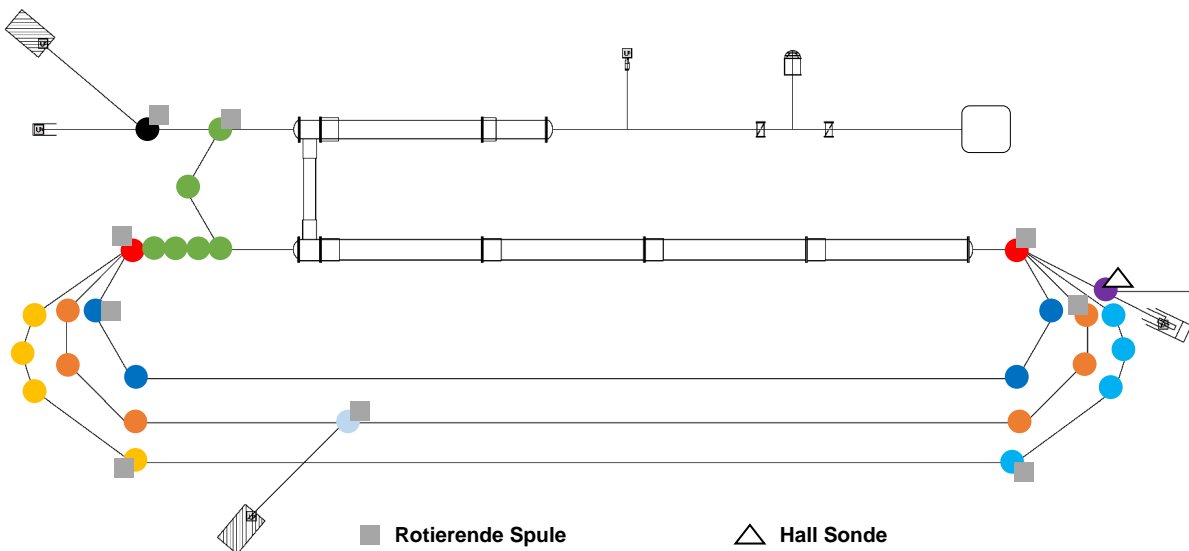


Abbildung 6.13.: Baugleiche Dipolmagnete werden typischerweise in Reihenschaltungen betrieben. Jede dieser Reihenschaltungen wird mit einer Farbe dargestellt. Eine Ausnahme stellt die äußerste Rezirkulation dar, in der die Bögen jeweils einzeln in einer Reihenschaltung verwendet werden. Die Positionen, an denen im Betrieb die magnetische Induktion gemessen wird, sind markiert.

6.4 Strahlfänger für den ERL-Betrieb

Durch die Erweiterung des S-DALINAC um eine weitere Rezirkulation und die in Kap. 6.1 vorgestellte neue Weglängenverfahung kann der Beschleuniger in einem ERL-Modus betrieben werden. Der auf Injektorenergie gebremste Strahl wird im Separationsdipol abgelenkt und muss danach gestoppt werden. Da die Elektronen aufgrund ihrer geringen Eindringtiefe komplett im Kupfer gestoppt werden, muss der Farady Cup entsprechend gekühlt werden. Dazu wurden Simulation durchgeführt, die die Temperatur des Bauteils in einer oberen Abschätzung berechnen. Es wurde also von einem maximalen Strahlstrom von $60\mu\text{A}$ und mit dem maximalen Feld des Separationsdipols von $0,75\text{ T}$ einer maximalen Energie von 10 MeV ausgegangen, was zu einer Strahlleistung von maximal 600 W führt. Bei 10 MeV haben Elektronen eine maximale Eindringtiefe von 7 mm in Kupfer (berechnet über [99]). Als Modell für den Strahl wurde ein Zylinder mit einer Höhe von 7 mm und einem Durchmesser von 4 mm gewählt, der als Hitze-Quelle die komplette Strahlleistung von 600 W enthält. Die Simulationen wurden mit MPhysics Studio von CST [48] durchgeführt. Abbildung 6.14 zeigt die mit der finalen Version des Cups erhaltenen Simulationsergebnisse. Abbildung 6.14(a) zeigt die Temperaturverteilung, wenn der komplette Cup nicht gekühlt wird. Die Materialien des Strahlfängers sind entsprechend gewählt. Es liegt eine maximale Temperatur von über 900 K vor und der komplette Strahlfänger ist auf einer viel zu hohen Temperatur. Abbildung 6.14(b) wurde mit den identischen Parametern simuliert, allerdings nun mit Kühlung. Die Kühlschlangen werden auf einer konstanten Temperatur von 285 K gehalten und sind in der Praxis von Wasser durchflossen. Es ist sehr deutlich zu sehen, dass nun die maximale Temperatur nur noch 320 K beträgt und sich der komplette Strahlfänger auf einer moderaten Temperatur befindet. Um eine ordnungsgemäße Kühlung zu realisieren, wird die Temperatur während des Betriebs mit einem Sensor überwacht. Der an einem Isolator an der Kammer des Separationsdipols montierte und mit einem separaten Kühlkreis versehene Strahlfänger wird in Abb. 6.15 gezeigt. Eine zusätzliche Abschirmung der entstehenden Strahlung ist auf diesem Foto entfernt.

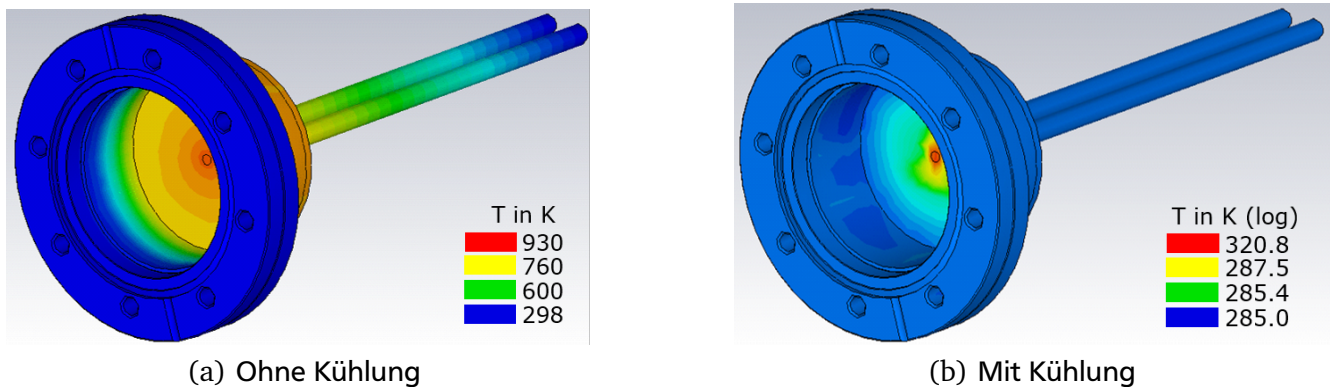


Abbildung 6.14.: Diese Abbildungen zeigen thermische Simulationen des ERL-Faraday-Cups, die mit CST MPhysics Studio [48] durchgeführt wurden und zur Auslegung der Kühlung verwendet wurden. Der Strahl wird durch einen Zylinder mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Höhe von 7 mm dargestellt. Es wird immer von einer maximalen Strahlleistung von 600 W ausgegangen.

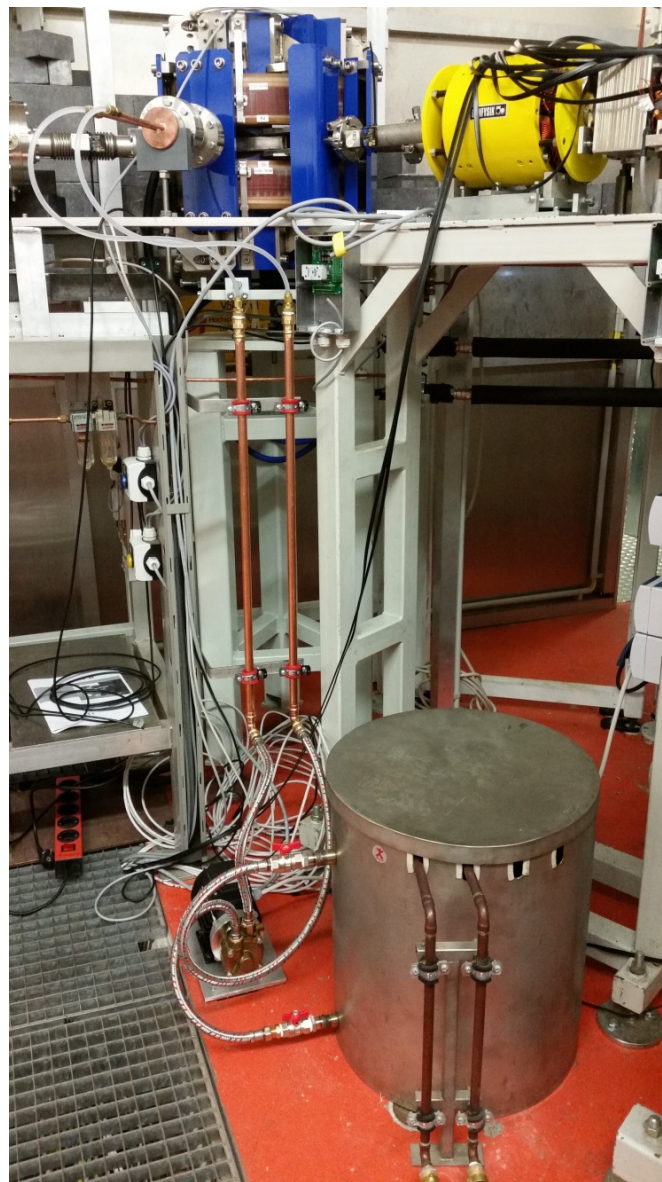



Abbildung 6.15.: Dieses Foto zeigt den montierten ERL Cup an einem Isolator am Separationsdipol mit aufgebauter Kühlung. Eine zusätzliche Abschirmung der entstehenden Strahlung ist auf diesem Foto entfernt.

7 Schlussbemerkung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war der Einbau einer weiteren Rezirkulation zur Erhöhung der im cw-Betrieb möglichen maximalen kinetischen Strahlenergie sowie die Modifikation des S-DALINAC zu dem ersten betriebsbereiten ERL in Deutschland. Die Umsetzung dieses Großprojekts bestand aus zahlreichen theoretischen Aspekten wie beispielsweise einem anspruchsvollen Magnetdesign und umfassenden Simulationen zu verschiedenen Themen der Strahldynamik. Anschließend wurde der eigentliche Aufbau der neuen Strahlführung sowie der benötigte Umbau der anderen Rezirkulationen erfolgreich ausgeführt. Abschließend konnten Messungen der Magnetfelder in den Dipolmagneten die Funktionalität belegen. Um einen bestmöglichen Aufbau aller Rezirkulationen zu erreichen, wurden alle Elemente erfolgreich mit einem Lasertracker justiert. Des Weiteren konnte die ordnungsgemäße Funktion der neuen Weglängensysteme mit einem Gesamthub von 100,78 mm belegt werden. Alle Rezirkulationen wurden erfolgreich in einen einsatzbereiten Zustand gebracht.

Während der durchgeführten Simulationen zeigte sich, dass die linearen Skalierungsvorschriften für die je nach Betriebsmodus benötigte Änderung der longitudinalen Dispersion r_{56} in der angegebenen Form für den idealen Fall gelten. Sollte sich die vertikale Position des Strahls innerhalb des Separationsdipols verändern, so müssen diese Vorschriften aufgrund der veränderten Kantenwinkelfokussierung entsprechend angepasst werden. Das gleiche Verhalten zeigte sich bei verschiedenen Positionen der Weglängensysteme. Die jeweiligen Änderungen sind minimal und problemlos zu realisieren. Die Einstellung des Strahls wird vereinfacht, wenn aus den genannten Gründen in besonderer Weise auf eine möglichst kleine und vor allem wenig divergierende oder konvergierende Einstellung im Bereich des Separationsdipols Wert gelegt wird. Durch den Entwurf des neuen Separationsdipols wurden Spiegelplatten zwischen manchen Strahlen zur Schirmung der Felder eingefügt. Diese Spiegelplatten limitierten den möglichen Strahlrohrdurchmesser der Vakuumkammer so, dass der Innendurchmesser dieser Rohre für die einzelnen Strahlen 16 mm beträgt. Ein möglichst kompakter Strahl wird sich für diese Kammer ebenfalls von Vorteil zeigen. Bei der Betrachtung der Akzeptanz stellte sich heraus, dass alle Strahlen mit voller Transmission durch die entsprechenden Bereiche transportiert werden können. Allerdings gibt es im Falle der zweiten Rezirkulation mit dem ersten Bogen beziehungsweise dem Beginn der Gerade zwei Bereiche, die relativ stark die Akzeptanz einschränken. In diesen Bereichen muss aus den genannten Gründen bei der Einstellung des Strahls ebenfalls entsprechend umsichtig vorgegangen werden.

Nachdem die fertig aufgebauten Rezirkulationen aufgrund eines Problems mit der Einfangsektion des Injektorbeschleunigers im Rahmen dieser Arbeit leider nicht getestet werden konnten, stellen die Inbetriebnahme als einfach-rezirkulierender ERL und des dreifach-rezirkulierenden Betriebsmodus die nächsten Herausforderungen dar. Zusätzlich sollten weitere Simulationen angefertigt werden, die sich beispielsweise mit dem zweifach-rezirkulierenden ERL beschäftigen. Eine verbesserte Kenntnis der Teilchenverteilung hinter dem Injektorbeschleuniger würde durch eine Teilchentacking Simulation des normalleitenden und supraleitenden Injektorbereichs erreicht werden, die in aktueller Form im Rahmen von [100] für den Aufbau ohne polarisierte Quelle durchgeführt wurde. Mit den so bestimmten Verteilungen könnte die start-to-end Simulation, die im Rahmen von [79] angefertigt wurde, weiter optimiert werden. Zusätzlich sollte der aktuelle dreifach-rezirkulierende Aufbau des S-DALINAC weiter optimiert werden um die Akzeptanz der Strahlführung weiter zu verbessern. Die für Experimente zum BBU-Limit eingebauten Sextupolmagnete könnten sich in diesem Fall hilfreich zeigen und eventuell einen positiven Einfluss auf die nicht-isochrone Einstellung haben. Die Toleranzbetrachtungen zur Justage sollten weitergeführt werden. Sie können deutlich zeigen, welche Elemente besonders sensibel auf die Justage



reagieren oder mit welchen Maßnahmen den daraus entstehenden schlechteren Strahleigenschaften am effektivsten entgegengewirkt werden kann. Hinsichtlich der Justage der Elemente ist geplant, dass diese in regelmäßigen Abständen aufgenommen und untersucht wird, um eventuelle Langzeiteffekte erkennen zu können.

A Anhang

A.1 Nötige Bearbeitung der Spiegelplatte zwischen Strahl F und S (nur Rekombinationsdipol)

Durch die beengenden Platzverhältnisse zeigte es sich als schwierig, die große Vakuumkammer mit allen Dipolmagneten der Schikane und dem Rekombinationsdipol in Einklang zu bringen. Aus diesem Grund musste die Spiegelplatte, die die Bereiche der Strahlen F und S gegeneinander abschirmt, gekürzt werden. Sie kann in ihrer originalen Form nicht mehr montiert werden, da sie mit der Kammer kollidiert. Es gibt verschiedene Möglichkeiten dieses Problem zu lösen. In diesem Kapitel soll kurz erläutert werden, aus welchen Gründen welche Lösung gewählt wurde. Damit besitzt der Rekombinationsdipol einen weiteren Aspekt, der ihn minimal vom Separationsdipol unterscheidet. Der andere Aspekt ist, dass beide Dipolmagnete nicht exakt gleich gefertigt wurden (siehe dazu Kap. 4.3). Es gibt nun die folgenden Optionen für die genannte Spiegelplatte, die zweite und dritte Möglichkeit werden zusätzlich in Abb. A.1 vorgestellt:

- A) Die Spiegelplatte komplett weglassen
- B) Die Spiegelplatte an der betreffenden Stelle kürzen
- C) Die Spiegelplatte an der betreffenden Stelle mit einer Aussparung versehen (mit oder ohne Radius)

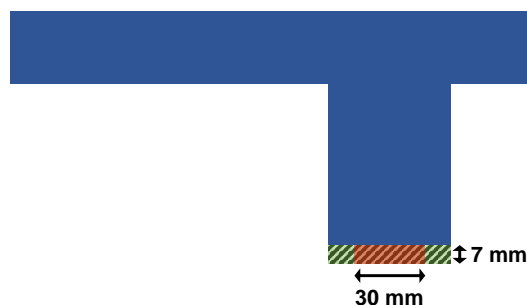


Abbildung A.1.: Die zwei Änderungsoptionen an der Spiegelplatte zwischen Strahl F und S (Rekombinationsdipol) werden in der Grafik illustriert. Bei Option B wird der grün markierte Bereich komplett entfernt. Option C sieht das Schneiden einer Aussparung vor, deren dann entstehenden Ecken eventuell abgerundet werden können.

Relevant für die Entscheidung waren die magnetischen Längen sowie die integrierten Multipolanteile der beiden betroffenen Strahlen F und S. Dabei sei hier noch einmal an die Bedingungen für konvergierte Simulationseinstellungen erinnert: Änderungen der magnetischen Längen in der Größenordnung kleiner 0,1 mm, Änderungen der Multipolanteile in der Größenordnung kleiner $1 \cdot 10^{-6}$. Tabelle A.1 zeigt die resultierenden Änderungen für Strahl F, Tab. A.2 entsprechend für Strahl S. Aufgrund der genannten Größenordnung fallen nur die Ergebnisse der Quadrupol- und Sextupolmagnetstärke ins Gewicht. Dabei wurde der durch die Änderung erhaltene Wert von dem Wert des Sollzustands subtrahiert. In drei Fällen in Tab. A.2 zeigen Optionen B und C eine Verbesserung des Sollzustands (positive Abweichungen), allerdings liegen zwei davon in den nicht mehr relevanten Größenordnungen. Lediglich die

Quadrupolmagnetkomponente wäre in Option C besser, als in Option B. Da aber in allen anderen betrachteten Aspekten das simple Kürzen der Spiegelplatte (Option B) die kleinsten Abweichungen von den ursprünglichen in den Tab. 4.6 (magnetische Länge) und 4.7 (integrierte Multipolkomponenten) gezeigten Simulationsergebnissen verursacht, fällt dieser Punkt nicht weiter ins Gewicht. Die beiden verschiedenen Ausführungen von Option C (mit oder ohne Radius) zeigen keinen relevanten Unterschiede und werden deswegen zusammengefasst. Eine vergleichbare magnetische Länge ist von größter Wichtigkeit, da sonst mit dem eingestellten Magnetfeld eine der drei Bahnen des Rekombinationsdipols nicht die gewünschte Ablenkung zeigen würde. Entsprechend dieser Untersuchung wurde diese Spiegelplatte um 7 mm gekürzt.

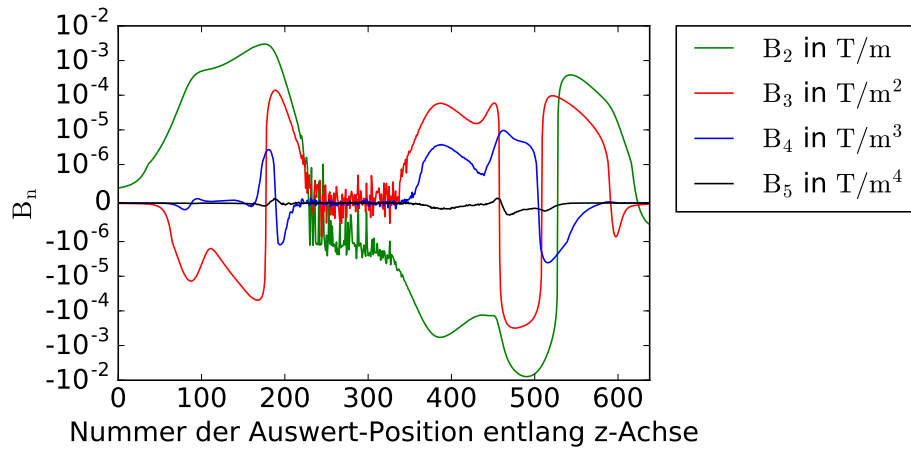
Tabelle A.1.: Die aus den verschiedenen Bearbeitungsoptionen resultierenden Folgen für Strahl F werden zusammengefasst. Die Optionen sind: (A) - Spiegelplatte fehlt komplett, (B) Kürzen der Spiegelplatte, (C) Aussparung in der Spiegelplatte (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Macro [61]).

Option	Δl_{mag} in mm	$\Delta B_2/B_1$	$\Delta B_3/B_1$	$\Delta B_4/B_1$	$\Delta B_5/B_1$
A	-1,59	$-36,95 \cdot 10^{-5}$	$-16,72 \cdot 10^{-6}$	$-53,94 \cdot 10^{-8}$	$-11,72 \cdot 10^{-9}$
B	-0,22	$-4,40 \cdot 10^{-5}$	$-2,26 \cdot 10^{-6}$	$-8,78 \cdot 10^{-8}$	$-4,30 \cdot 10^{-9}$
C	-0,23	$-5,43 \cdot 10^{-5}$	$-2,89 \cdot 10^{-6}$	$-11,25 \cdot 10^{-8}$	$-2,56 \cdot 10^{-9}$

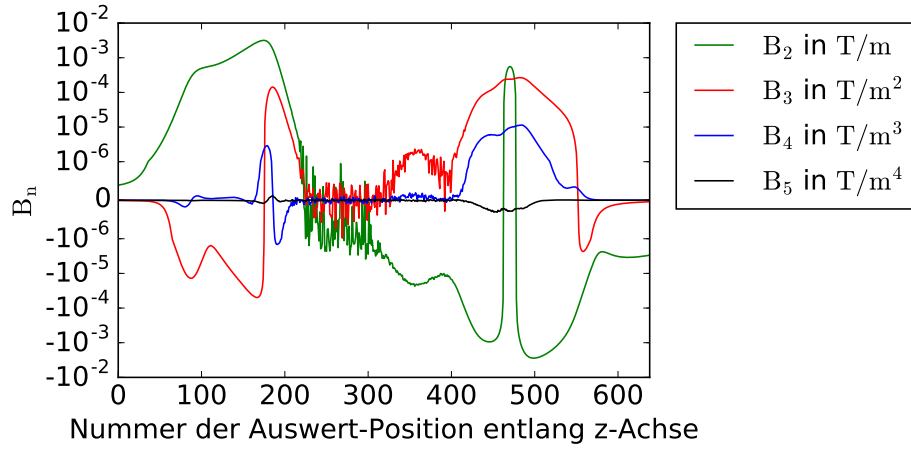
Tabelle A.2.: Die aus den verschiedenen Bearbeitungsoptionen resultierenden Folgen für Strahl S werden zusammengefasst. Die Optionen sind: (A) - Spiegelplatte fehlt komplett, (B) Kürzen der Spiegelplatte, (C) Aussparung in der Spiegelplatte (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Macro [61]).

Option	Δl_{mag} in mm	$\Delta B_2/B_1$	$\Delta B_3/B_1$	$\Delta B_4/B_1$	$\Delta B_5/B_1$
A	-1,17	$-10,73 \cdot 10^{-5}$	$-28,60 \cdot 10^{-6}$	$-98,52 \cdot 10^{-8}$	$-70,20 \cdot 10^{-9}$
B	-0,04	$1,40 \cdot 10^{-5}$	$-0,82 \cdot 10^{-6}$	$4,36 \cdot 10^{-8}$	$1,70 \cdot 10^{-9}$
C	-0,07	$2,19 \cdot 10^{-5}$	$-0,99 \cdot 10^{-6}$	$4,53 \cdot 10^{-8}$	$1,83 \cdot 10^{-9}$

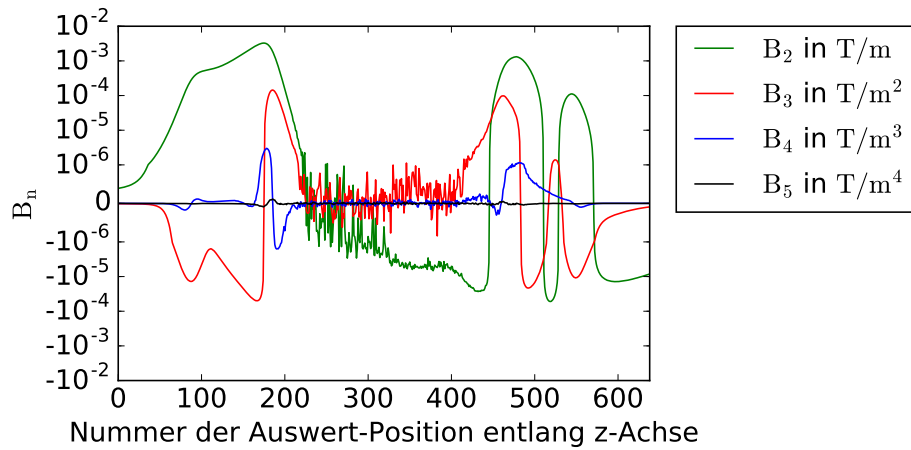
A.2 Weitere berechnete, integrierte Multipolanteile der Strahlen S bis E (Simulation Separationsdipol)



(a) Strahl S



(b) Strahl T



(c) Strahl E

Abbildung A.2.: Die berechneten integrierten Multipolanteile werden gezeigt. Die zwischen den z-Werten liegende Strecke ergibt sich aus der jeweiligen Länge der Kurve und der Anzahl Auswertstellen (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48], Macro [61]).

A.3 Fitfehler zur Bestimmung der longitudinalen Homogenität und der Kantenwinkel (Simulation Separationsdipol)

Tabelle A.3.: Der Mittelwert bezieht sich auf die Messung aller Offsets in horizontaler Richtung der entlang der longitudinalen Richtung integrierten Magnetfeldwerte der Ein- beziehungsweise Austrittsseite (Daten aus Simulation mit CST EM Studio [48]).

Strahl	Seite	Ebene in mm	Mittelwert $\int_{-\infty}^{\infty} B l \cdot dl$ in T mm	Standardfehler in T mm
F	Eintritt	5	67,17	$2,08 \cdot 10^{-3}$
		0	66,87	$2,29 \cdot 10^{-3}$
		-5	67,17	$2,04 \cdot 10^{-3}$
	Austritt	5	73,02	$37,92 \cdot 10^{-3}$
		0	73,04	$38,01 \cdot 10^{-3}$
		-5	73,02	$38,06 \cdot 10^{-3}$
S	Eintritt	5	89,68	$2,00 \cdot 10^{-3}$
		0	89,37	$2,28 \cdot 10^{-3}$
		-5	89,68	$1,99 \cdot 10^{-3}$
	Austritt	5	95,98	$18,63 \cdot 10^{-3}$
		0	95,70	$8,74 \cdot 10^{-3}$
		-5	95,98	$18,53 \cdot 10^{-3}$
T	Eintritt	5	100,51	$1,99 \cdot 10^{-3}$
		0	100,20	$2,28 \cdot 10^{-3}$
		-5	100,51	$1,98 \cdot 10^{-3}$
	Austritt	5	105,30	$34,60 \cdot 10^{-3}$
		0	104,54	$43,97 \cdot 10^{-3}$
		-5	105,30	$34,70 \cdot 10^{-3}$
E	Eintritt	5	101,26	$2,03 \cdot 10^{-3}$
		0	100,95	$2,29 \cdot 10^{-3}$
		-5	101,26	$2,04 \cdot 10^{-3}$
	Austritt	5	106,89	$4,12 \cdot 10^{-3}$
		0	106,55	$4,46 \cdot 10^{-3}$
		-5	106,90	$3,98 \cdot 10^{-3}$

A.4 Parameter von alten Dipolmagneten mit neuen Anforderungen

Im Zuge des Umbaus werden im neuen Aufbau manche Dipolmagnete mit magnetischen Anforderungen abseits ihrer eigentlichen Spezifikation betrieben. Vorab musste geklärt werden, ob diese neuen Anforderungen vom entsprechenden Dipolmagnet erfüllt werden können und wie genau dann alle magnetischen Parameter aussehen. Im Folgenden werden die Namen des aktuellen Aufbaus (dreifach rezirkulierend) verwendet. Der Dipolmagnet S1BM01 hat dabei eine komplett neue Position erhalten. Im vorherigen

Aufbau des S-DALINAC gab es beim Eintritt in die zweite Rezirkulation eine Extraktionsmöglichkeit. Damit waren ein, zwei oder drei Durchgänge durch den Hauptbeschleuniger möglich. Der Dipolmagnet im Anfangsbereich der zweiten Rezirkulation wurde im neuen Aufbau komplett entfernt, da er nicht mehr benötigt wurde. Ein weiterer Dipolmagnet, den Änderungen betreffen, ist der Extraktionsdipolmagnet E0BM01. Im Rahmen der in Abschnitt 4.2.2 vorgestellten Parameter für den Separationsdipol wurde der Extraktionswinkel vergrößert. E0BM01 hat die Aufgabe, den extrahierten Strahl auf eine Parallele zur Achse des Hauptbeschleunigers abzulenken und musste damit ebenfalls einen größeren Ablenkwinkel erhalten. Welcher der beiden genannten Dipolmagnete (alter Extraktionsdipolmagnet im Anfangsbereich der zweiten Rezirkulation oder alter Extraktionsdipolmagnet E0BM01) nun die Aufgabe von S1BM01 beziehungsweise der neuen Version von E0BM01 erhält, musste evaluiert werden. Zusätzlich wurde im Rahmen der ersten geodätischen Aufnahme des Istzustands (siehe Kap. 6.2) festgestellt, dass historisch bedingt die eigentlich zur Hauptbeschleunigerachse parallel verlaufende Gerade zu Beginn des Bunkerbereichs einen minimalen Winkelversatz von ca. $0,6^\circ$ aufweist. Da eine entsprechende Anpassung der Extraktionsstrahlführung und aller folgender Experimente sehr zeitaufwändig wäre, wurde eine alternative Lösung gewählt. Der Dipolmagnet E1BM01 ist nicht Bestandteil einer Reihenschaltung und kann aus diesem Grunde gezielt angesteuert werden. Erhöht man den abzulenkenden Winkel an dieser Stelle, so lässt sich dieser Versatz ausgleichen. Daraus resultieren minimal andere magnetische Parameter, die hier ebenfalls diskutiert werden sollen. Alle relevanten Parameter werden in Tab. A.4 zusammengefasst.

Tabelle A.4.: Diese Tabelle zeigt eine Zusammenstellung relevanter magnetischer Parameter von drei verschiedenen Dipolmagneten (A, B, C) auf vier verschiedenen Einbaupositionen (Design zweifach, S1BM01, E0BM01, E1BM01). Die Daten auf der Originalposition wurden aus Herstellerangaben [75] übernommen. Die Parameter der Dipolmagnete auf den anderen Einbaupositionen wurden berechnet. A ist der alte Extraktionsdipolmagnet im Anfangsbereich der zweiten Rezirkulation, B steht für den alten E0BM01 und C steht für E1BM01. Ist ein Feld mit „x“ ausgefüllt, so wurde dieser Wert aufgrund von einem früheren Ausschluss dieser Option nicht bestimmt. Die so gewonnenen Daten liefern die Grundlage für die finale Positionierung der genannten Dipolmagnete.

Position	Dipolmagnet	α in $^\circ$	ρ in mm	B_{\max} in T	ψ_1 in $^\circ$	ψ_2 in $^\circ$	l_{mag} in mm
Design zweifach	A	35,035	493,2	0,67	8,7	8,7	x
	B	25,234	652,6	0,67	3,8	3,8	x
	C	25,234	652,6	0,67	3,8	3,8	x
S1BM01	A	45,000	386,6	0,59	x	x	x
	B	45,000	372,5	0,61	13,68	13,68	292,6
	C	x	x	x	x	x	x
E0BM01	A	27,000	635,9	0,68	4,68	4,68	299,7
	B	27,000	610,6	0,71	x	x	x
	C	x	x	x	x	x	x
E1BM01	A	x	x	x	x	x	x
	B	x	x	x	x	x	x
	C	25,86	636,0	0,68	3,8	4,43	287,05

Die Parameter auf der Originalposition wurden den Herstellerangaben [75] auf den Dipolmagneten entnommen. Alle anderen Parameter auf den jeweils neuen Positionen wurden bestimmt. Dabei wurden in der technischen Zeichnung zuerst für das entsprechende Dipolmagnet Modell alle relevanten Parameter eingetragen. Über die Position der drei Justagebohrungen auf der Oberseite des Jochs kann die Lage der beiden Tangenten an den Kreis bestimmt werden. Nun zeichnet man zwischen den Tangenten einen Kreisbogen mit dem entsprechendem Radius ein. Danach wird an beiden Berührungspunkten von Tangente an Kreisbogen die Sollbahn linear, aber rechtwinklig zum Radius, fortgesetzt. Um die Lage der beiden Feldkanten zu bestimmen, zeichnet man an genanntem Berührungspunkt eine zur Sollbahn orthogonal verlaufende Linie und rotiert diese um den Berührungspunkt um den entsprechenden Kantenwinkel. Im nächsten Schritt werden die Parameter für eine neue Position bestimmt. Die Geometrie des Jochs ist festgelegt, die Ein- und Austrittspunkte des Strahls entlang des Orbits wurden entsprechend fixiert. Zeichnet man nun zwischen diesen beiden Punkten einen Kreisbogen mit dem entsprechenden neuen Ablenk Winkel ein, erhält man so den benötigten Ablenkradius. Über Gl. (3.8) und der für diesen Bereich relevanten maximalen Strahlenergie kann daraus das benötigte Magnetfeld berechnet werden. Die magnetische Länge ergibt sich aus der Länge des Kreisbogens. Um die beiden Kantenwinkel zu erhalten, wird der Winkel zwischen der neuen Sollbahn und der Feldkante gemessen. Tabelle A.4 kann nun entnommen werden, welcher Dipolmagnet auf welcher Position eingesetzt wird. Eine eindeutige Zuordnung erhält man bei E1BM01: der alte Dipolmagnet bekommt minimal andere Parameter und behält seine Position im Beschleuniger. Als neuer Extraktionsdipolmagnet stehen noch die beiden Dipolmagnete A (Extraktionsdipolmagnet zu Beginn der zweiten Rezirkulation) und B (Extraktionsdipolmagnet E0BM01) zur Verfügung. Bei beiden übersteigt das benötigte maximale magnetische Feld die gegebene Spezifikation. Im Falle von A allerdings nur um ca. 1,5 % statt wie bei B um ca. 6 %. Damit fällt die Wahl auf Dipolmagnet A. Sollte wirklich nur das maximal angegebene Feld zur Verfügung stehen, lassen sich Strahlen mit Energien bis ca. 127,7 MeV extrahieren. Inwieweit das Feld über diesen Wert für einen stabilen Betrieb erzeugt werden kann, wird die Zukunft zeigen. Allerdings ist davon auszugehen, dass die Dipolmagnete mit leicht höheren Strömen betrieben werden können. Für S1BM01 bleibt der alte Extraktionsdipolmagnet E0BM01 (B) übrig, dessen Parameter den Anforderungen genügen. Nach der Wahl der Dipolmagnete mussten entsprechende Vakuumkammern gefunden werden, die den neuen geometrischen Anforderungen genügen. Im Falle von E1BM01 war dies wieder ohne Probleme möglich. Für S1BM01 konnte eine 45°-Kammer eines alten FEL-Dipolmagnets eingebaut werden, die die Anforderungen erfüllte. Nur für den Extraktionsdipolmagnet konnte keine passende Kammer gefunden werden. In der ehemaligen Kammer wäre der Strahl auf einer Seite statt mittig ca. um einen halben Strahlrohrradius nach außen versetzt verlaufen und hätte damit eine Stelle für potentiellen Strahlverlust erzeugt. Diverse Bearbeitungsmöglichkeiten wurden als schwierig und nicht geeignet für einen optimierten Strahltransport beurteilt. Aus diesem Grunde wurde die benötigte Kammer neu gefertigt und die Aussparungen in den Spiegelplatten für die neue Geometrie der Kammer angepasst.

A.5 Montageanleitung Platinensteerer

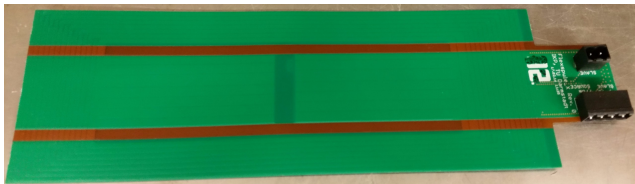
Die neue Version der am S-DALINAC verwendeten Platinensteerer werden in Abschnitt 4.4.3 näher vorgestellt und es wird auf ihren Entwurf eingegangen. Eine magnetische Vermessung der fertig montierten Steerer wird ebenfalls präsentiert. Wie genau diese neuen Steerer montiert werden, soll kurz in diesem Kapitel dargelegt werden. Die benötigten Bauteile für ein Doppel-Platinensteererpaar (ein horizontaler und ein vertikaler Steerer) sind:

- Zwei x-Platinen
- Zwei y-Platinen
- Drei POM-Ringe
- Vier POM Streifen mit 1 mm Dicke
- Zwei POM Streifen mit 3 mm Dicke
- Zwei Mumetall Rechteckprofile
- Silikon
- PVC Isolationsband
- Endlosschellen
- Endlosschellenköpfe
- Werkzeug
- Ggf. Kaptonfolie

Ein Querschnitt eines fertig montierten Doppel-Platinensteererpaars ist auf Abb. 4.27 zu sehen. Die einzelnen Arbeitsschritte sehen wie folgt aus:

1. Die x- und y-Platinen ausstanzen (siehe Abb. A.3(a)) und diese vorsichtig entlang des Flex-Bereichs knicken um ein U-Profil zu erhalten.
2. Mit Silikon einen 3 mm POM Streifen im mittleren Bereich auf der Außenseite einer y-Platine mittig befestigen (siehe Abb. A.3(c)).
3. Mit Silikon einen 1 mm POM Streifen im mittleren Bereich auf der Innenseite einer y-Platine mittig befestigen (siehe Abb. A.3(d)).
4. Mit Silikon einen 1 mm POM Streifen auf einer der beiden schmalen Seiten des Mumetall U-Profiles befestigen (siehe Abb. A.3(e)).
5. Alle geklebten Elemente über Nacht trocknen lassen.
6. Drei POM-Ringe (siehe Abb. A.3(b)) so auf dem Strahlrohr montieren, dass sie gleichmäßig auf der kompletten Länge des Steerers verteilt sind. Dabei ist zu beachten, dass die Bezeichnungen „x“ unten beziehungsweise oben und die Bezeichnungen „y“ links beziehungsweise rechts liegen. Sie geben den Namen der Platinensorte an, die mit ihrem mittleren, breiten Bereich am Ring anliegt. Dabei sind die Bezeichnungen so gewählt, dass „x“ den Steerer angibt, der den Strahl in die x-Richtung ablenkt. Entsprechend gilt die gleiche Regel für die Bezeichnung „y“. Alle Ringe mit einer kleinen Wasserwaage ausrichten. Es ist zu beachten, dass aufgrund der Geometrie des Aufbaus diese Steerer nur an Strahlrohrstücken mit einem Außendurchmesser von 38 mm eingesetzt werden können.

-
7. Als nächstes werden die innersten Platinen montiert. Ab jetzt empfiehlt es sich für die restliche Montage zu zweit zu arbeiten. Ein Kollege hält beide x-Platinen auf Position. Dabei muss auf die korrekte Orientierung der Platinen sowie einen perfekten Sitz geachtet werden, die Platinen sollen sich gerade berühren. Ein weiterer Kollege umklebt die so gehaltenen Platinen an drei Stellen mit PVC Isolationsband zur Fixierung (siehe Abb. A.3(f)). Sollte der Aufbau einen nur in der Vertikalen ablenkenden Steerer ergeben, wird dieser Punkt komplett übersprungen. Das weitere Vorgehen ist identisch.
 8. Im nächsten Arbeitsschritt wird das eben beschriebene Vorgehen für die beiden y-Platinen wiederholt. Das Ergebnis ist auf Abb. A.3(g) gezeigt.
 9. Nun werden die beiden Mumetall Rechteckprofile aufgesteckt. Sie haben dabei die gleiche Ausrichtung, wie die y-Platinen (Öffnung liegt links beziehungsweise rechts). Es muss vorsichtig gearbeitet werden, da die POM-Streifen teils auf Position gehalten werden müssen und diese U-Profil sehr passgenau sind.
 10. Abschließend wird mit drei Schlauchschellen die komplette Konstruktion fixiert. Das Ergebnis ist in Abb. A.3(h) gezeigt.
 11. Die Kontakte der Platinen berühren nicht das Strahlrohr. Zur zusätzlichen Absicherung und damit Verhinderung eines Kurzschlusses der Platinen auf das Strahlrohr kann ein Kapton-Streifen in diesem Bereich dazwischen geschoben werden.



(a) Eine fertig ausgestanzte x- beziehungsweise y-Platine ist zu sehen. Im nächsten Arbeitsschritt wird sie geknickt.



(b) Einen POM-Ring mit Beschriftung, der als Träger aller Platinen verwendet und am Strahlrohr fixiert wird, stellt dieses Foto vor.



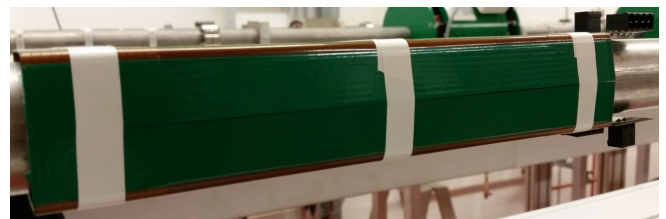
(c) Auf diesem Foto wurde eine y-Platine an ihren Flex-Bereichen genickt und einer der POM-Streifen wurde mit Silikon befestigt.



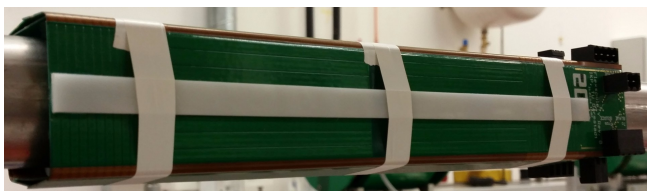
(d) Dieses Foto zeigt, dass nun auch der zweite POM-Streifen auf die y-Platine geklebt wurde.



(e) Auch die Mumetallprofile benötigen einen POM-Streifen, der auf diesem Foto aufgeklebt ist.



(f) Das Ergebnis nach Montage der POM-Ringe und der x-Platinen wird auf diesem Foto gezeigt.



(g) Dieses Foto zeigt, wie der Steerer nach der Montage der y-Platinen aussieht.



(h) Ein komplett fertig montiertes Doppel-Steererpaar ist hier zu sehen.

Abbildung A.3.: Diese Bilderreihe zeigt die Montage eines neuen Doppel-Platinensteererpaars.

A.6 Parameterübersicht der Strahldynamiksimulationen

A.6.1 Rezirkulation F

Tabelle A.5.: Parameter Strahldynamiksimulation Rezirkulation F - Impuls: 38,25 MeV/c; Startstrahlparameter aus Kap. 5; Feldintegral zwischen 0 und 1 beschreibt die Form des Randfeldes.

Element	Name	l_{mag} in m	g in T/m	Winkel in °	$h_{\text{gap}/2}$ in mm	Feldintegral
drift		1,7201				
fring2				14,8200	15,0000	0,5050
dipol	F0BM01	0,2154		60,0000		
fring2				−7,2200	15,0000	0,5050
drift		0,4485				
quad	F0QU01	0,1958	1,6268			
drift		0,6411				
fring2				16,1000	15,0000	0,5050
dipol	F0BM02	0,2869		60,0000		
fring2				16,1000	15,0000	0,5050
drift		0,8827				
quad	F0QU02	0,1958	1,9919			
drift		0,2255				
fring2				16,1000	15,0000	0,5050
dipol	F0BM03	0,2869		60,0000		
fring2				16,1000	15,0000	0,5050
drift		0,9905				
quad	F1QU01	0,1632	1,2924			
drift		1,8306				
quad	F1QU02	0,1632	−0,7089			
drift		2,7724				
quad	F1QU03	0,1632	0,2780			
drift		3,3449				
quad	F1QU04	0,1632	−0,4488			
drift		2,6406				
quad	F1QU05	0,1632	0,4428			
drift		2,6428				
quad	F1QU06	0,1632	−0,4800			
drift		2,6505				
quad	F1QU07	0,1632	1,1367			
drift		0,9080				
fring2				16,1000	15,0000	0,5050
dipol	F2BM01	0,2869		60,0000		
fring2				16,1000	15,0000	0,5050

drift		0,2428				
quad	F2QU01	0,1958	2,3153			
drift		0,8644				
fring2				16,1000	15,0000	0,5050
dipol	F2BM02	0,2869		60,0000		
fring2				16,1000	15,0000	0,5050
drift		0,6700				
quad	F2QU02	0,1958	2,0551			
drift		0,4202				
fring2				−13,0700	15,0000	0,5050
dipol	F2BM03	0,2163		60,0000		
fring2				14,8200	15,0000	0,5050
drift		0,1826				
rota				180,0000		
fring2				5,8715	15,0000	0,5050
dipol	F3BM01	0,2889		12,0517		
fring2				6,0572	15,0000	0,5050
rota				−180,0000		
drift		0,1974				
fring2				5,9260	15,0000	0,5050
dipol	F3BM02	0,2888		12,0876		
fring2				6,1257	15,0000	0,5050
drift		0,2107				
fring2				6,2370	15,0000	0,5050
dipol	F3BM03	0,2888		12,0517		
fring2				5,8147	15,0000	0,5050
drift		0,2051				
rota				180,0000		
fring2				5,2710	15,0000	0,5050
dipol	I1BM03	0,2882		12,0246		
fring2				18,1934	15,0000	0,5050
rota				−180,0000		
drift		0,2000				

A.6.2 Rezirkulation S

Tabelle A.6.: Parameter Strahldynamiksimulation Rezirkulation S - Impuls: 68,85 MeV/c; Startstrahlparameter aus Kap. 5; Feldintegral zwischen 0 und 1 beschreibt die Form des Randfeldes.

Element	Name	l_{mag} in m	g in T/m	Winkel in °	$h_{\text{gap}/2}$ in mm	Feldintegral
drift		1,7201				
fring2				14,1300	15,0000	0,5050
dipol	F0BM01	0,2841		45,0000		
fring2				−22,5700	15,0000	0,5050
drift		0,9934				
quad	S0QU01	0,1958	2,4273			
drift		0,5434				
fring2				17,0000	15,0000	0,5050
dipol	S0BM01	0,2958		45,0000		
fring2				17,0000	15,0000	0,5050
drift		0,1785				
quad	S0QU02	0,1584	1,1125			
drift		0,3035				
fring2				17,0000	15,0000	0,5050
dipol	S0BM02	0,2958		45,0000		
fring2				17,0000	15,0000	0,5050
drift		0,5919				
quad	S0QU03	0,1958	1,8298			
drift		0,2432				
quad	S0QU04	0,1958	1,7297			
drift		0,3747				
fring2				17,0000	15,0000	0,5050
dipol	S0BM03	0,2958		45,0000		
fring2				17,0000	15,0000	0,5050
drift		0,5275				
quad	S1QU01	0,1958	−0,8495			
drift		0,6799				
quad	S1QU02	0,1958	1,0012			
drift		5,8780				
quad	S1QU03	0,1632	−0,6921			
drift		3,5982				
quad	S1QU04	0,1632	0,3627			
drift		3,5466				
quad	S1QU05	0,1632	−0,8370			
drift		2,6125				
quad	S1QU06	0,1632	1,2593			

drift		1,2763			
fring2				17,0000	15,0000
dipol	S2BM01	0,2958		45,0000	0,5050
fring2				17,0000	15,0000
drift		0,4131			
quad	S2QU01	0,1958	0,6642		
drift		0,2432			
quad	S2QU02	0,1958	2,5711		
drift		0,4777			
fring2				17,0000	15,0000
dipol	S2BM02	0,2958		45,0000	0,5050
fring2				17,0000	15,0000
drift		0,3533			
quad	S2QU03	0,2246	1,2991		
drift		0,2280			
fring2				17,0000	15,0000
dipol	S2BM03	0,2958		45,0000	0,5050
fring2				17,0000	15,0000
drift		0,6765			
quad	S2QU04	0,1958	3,0601		
drift		0,7020			
fring2				−22,2800	15,0000
dipol	F2BM03	0,2859		45,0000	0,5050
fring2				14,1300	15,0000
drift		0,1826			
rota				180,0000	
fring2				5,8715	15,0000
dipol	F3BM01	0,2888		6,6935	0,5050
fring2				0,6990	15,0000
rota				−180,0000	
drift		0,1964			
fring2				0,5678	15,0000
dipol	F3BM02	0,2888		6,6940	0,5050
fring2				6,1257	15,0000
drift		0,2010			
fring2				6,2370	15,0000
dipol	F3BM03	0,2888		6,6947	0,5050
fring2				0,4577	15,0000
drift		0,2040			
rota				180,0000	
fring2				−0,0860	15,0000
dipol	I1BM03	0,2885		6,6878	0,5050

fring2		18,1934	15,0000	0,5050
rota		−180,0000		
drift	0,2000			

A.6.3 Rezirkulation T

Tabelle A.7.: Parameter Strahldynamiksimulation Rezirkulation T - Impuls: 99,45 MeV/c; Startstrahlparameter aus Kap. 5; Feldintegral zwischen 0 und 1 beschreibt die Form des Randfeldes.

Element	Name	l_{mag} in m	g in T/m	Winkel in °	$h_{\text{gap}/2}$ in mm	Feldintegral
drift		1,7201				
fring2				13,8800	15,0000	0,5050
dipol	F0BM01	0,3157		35,035		
fring2				−11,3400	15,0000	0,5050
drift		1,0764				
quad	T0QU01	0,1958	−3,7376			
drift		0,1533				
quad	T0QU02	0,1958	4,1476			
drift		0,5254				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T0BM01	0,2899		36,2400		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		0,5458				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T0BM02	0,2899		36,2400		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		0,5548				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T0BM03	0,2899		36,2400		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		1,3574				
quad	T0QU03	0,1958	3,3581			
drift		0,8569				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T0BM04	0,2899		36,2450		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		0,5461				
quad	T1QU01	0,1632	−0,6738			
drift		1,7677				
quad	T1QU02	0,1632	0,9457			
drift		3,4388				
quad	T1QU03	0,1632	−0,3648			
drift		4,1329				
quad	T1QU04	0,1632	0,7227			
drift		2,5706				
quad	T1QU05	0,1632	−0,7958			

drift		2,2351				
quad	T1QU06	0,1632	1,0704			
drift		1,6433				
quad	T1QU07	0,1632	−0,3935			
drift		1,3101				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T2BM01	0,2899		36,2450		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		1,4494				
quad	T2QU01	0,1958	2,6959			
drift		0,8104				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T2BM02	0,2899		36,2400		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		0,5176				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T2BM03	0,2899		36,2400		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		0,5194				
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
dipol	T2BM04	0,2899		36,2400		
fring2				9,3000	15,0000	0,5050
drift		0,7643				
quad	T2QU02	0,1958	4,1344			
drift		0,0877				
quad	T2QU03	0,1958	−2,1879			
drift		0,9613				
fring2				−7,8400	15,0000	0,5050
dipol	F2BM03	0,3166		35,035		
fring2				13,8800	15,0000	0,5050
drift		0,1826				
rota				180,0000		
fring2				5,8715	15,0000	0,5050
dipol	F3BM01	0,2890		4,6369		
fring2				−1,3576	15,0000	0,5050
rota				−180,0000		
drift		0,1965				
fring2				−1,4888	15,0000	0,5050
dipol	F3BM02	0,2890		4,6377		
fring2				6,1257	15,0000	0,5050
drift		0,1973				
fring2				6,2370	15,0000	0,5050

dipol	F3BM03	0,2889	4,6378		
fring2			−1,5992	15,0000	0,5050
drift		0,2040			
rota			180,0000		
fring2			−2,1429	15,0000	0,5050
dipol	I1BM03	0,2886	4,6317		
fring2			18,1934	15,0000	0,5050
rota			−180,0000		
drift		0,2000			

A.6.4 Beginn Extraktionsstrahlführung

Tabelle A.8.: Parameter Strahldynamiksimulation Beginn Extraktionsstrahlführung - Impuls: 130,05 MeV/c; Startstrahlparameter aus Kap. 5; Feldintegral zwischen 0 und 1 beschreibt die Form des Randfeldes.

Element	Name	l_{mag} in m	g in T/m	Winkel in °	$h_{\text{gap}/2}$ in mm	Feldintegral
drift		1,7201				
fring				13,5800	15,0000	0,5050
dipol	F0BM01	0,3192		28,0000		
fring2				3,9300	15,0000	0,5050
drift		1,2350				
quad	E0QU01	0,1313	1,1311			
drift		0,3111				
rota				180,0000		
fring2				4,6800	15,0000	0,5050
dipol	E0BM01	0,2997		28,0000		
fring2				4,6800	15,0000	0,5050
rota				−180,0000		
drift		0,9634				
quad	E0QUH1	0,2256	−0,9814			
drift		0,9628				
rota				180,0000		
fring2				3,7962	15,0000	0,5050
dipol	E1BM01	0,2874		25,2340		
fring2				3,7962	15,0000	0,5050
rota				−180,0000		
drift		0,6283				
quad	E1QU01	0,1958	3,8696			
drift		0,6713				
quad	E1QUH1	0,1958	−3,0591			
drift		0,7338				
quad	E1QU02	0,1958	4,6843			
drift		0,4942				
quad	E1QU03	0,1958	−3,3807			
drift		1,1172				
fring2				3,8000	15,0000	0,5050
dipol	E1BM02	0,2874		25,2340		
fring2				3,8000	15,0000	0,5050
drift		0,6248				

A.7 Wandmarken zur Markierung der Achsen und Höhe des Orbits

Im Zuge der Justagearbeiten wurden verschiedene Wandmarken am S-DALINAC montiert, die entweder eine Achsenmarkierung oder die Höhe des Orbits angeben. Die Höhe wird über eine Rille, wie in Abb. 6.3(b) zu sehen, markiert. Es wurden 11 Marken gleichmäßig an sinnvollen Positionen zur Arbeit mit einem Kreuzlinienlaser (siehe Abb. 6.3(c)) oder mit einer Schlauchwasserwaage montiert. Die ungefähre Position aller Marken kann Abb. A.4 entnommen werden. Die Positionen der Achsen auf den Wandmarken, zu sehen auf Abb. 6.3(a), werden ebenfalls durch eine Rille und zusätzlich über ein sich darunter befindendes Kreuz markiert. Dabei bezeichnet der Begriff „Achse“ den Polygonzug, der entlang des Orbits verläuft und ebenfalls in Abb. A.4 zu sehen ist. Die Namen der Achsen sind dabei an die Nomenklatur aus Kap. 2.3 angelehnt. Der erste Buchstabe gibt den Abschnitt der Achse an, zum Beispiel „F“ für die erste Rezirkulation. Die darauf folgende Ziffer gibt die Sektion dieses Abschnitts an. So steht „S2“ für den zweiten Bogen der zweiten Rezirkulation. Danach folgt eine mit einem Spiegelstrich abgetrennte Nummerierung der einzelnen Achsen. Die Achse „T0-4“ steht für das letzte Achsenstück im ersten Bogen vor Beginn der Geraden der dritten Rezirkulation. Jeder Name ist doppelt vergeben, da zur eindeutigen Definition und Verwendung in den Hallen zwei Marken notwendig sind.

A.8 Höhenkoordinaten zur Justage aller Magnetmodelle in der Beschleunigerhalle

Tabelle A.9.: Die Tabelle gibt Auskunft über die bei der Justage relevanten Höhenkoordinaten aller Magnetmodelle in der Beschleunigerhalle sowie die verwendeten Messmethoden. Bei der Oberflächenmessung wurde mit dem in Abschnitt 6.2.1 vorgestelltem Schlitten (siehe auch Anhang (Abb. A.7(a))) justiert. Die Aufnahme der Höhe erfolgte zusammen mit der Position über eine 3D-Messung der Justagebohrungen. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems befindet sich außerhalb der Beschleunigerhalle. Somit können alle Koordinaten immer positiv angegeben werden.

Sollkoordinate Höhe Magnetmodell	Messart	Reflektorhöhe in mm	Differenz zu Orbit in mm
Orbit	—	74 916,45	0,00
Dipolmagnet alt	Oberfläche	75 071,45	155,00
Dipolmagnet alt	Bohrung	75 063,56	147,11
Dipolmagnet neu (45°)	Oberfläche	75 091,45	175,00
Dipolmagnet neu (45°)	Bohrung	75 081,75	165,30
Dipolmagnet neu (Separations- / Rekombinationsdipol)	Oberfläche	75 183,45	267,00
Dipolmagnet neu (Separations- / Rekombinationsdipol)	Bohrung	75 173,82	257,37
Danfysik Quadrupolmagnet (gelb)	Bohrung	75 035,54	119,09
Danfysik Quadrupolmagnet (grün)	Bohrung	75 025,77	109,32
Laminierter Quadrupolmagnet	Oberfläche	74 991,45	75,00
Laminierter Quadrupolmagnet	Bohrung	74 997,69	81,24
Laminierter Sextupolmagnet	Oberfläche	75 006,45	90,00
Laminierter Sextupolmagnet	Bohrung	75 012,69	96,24

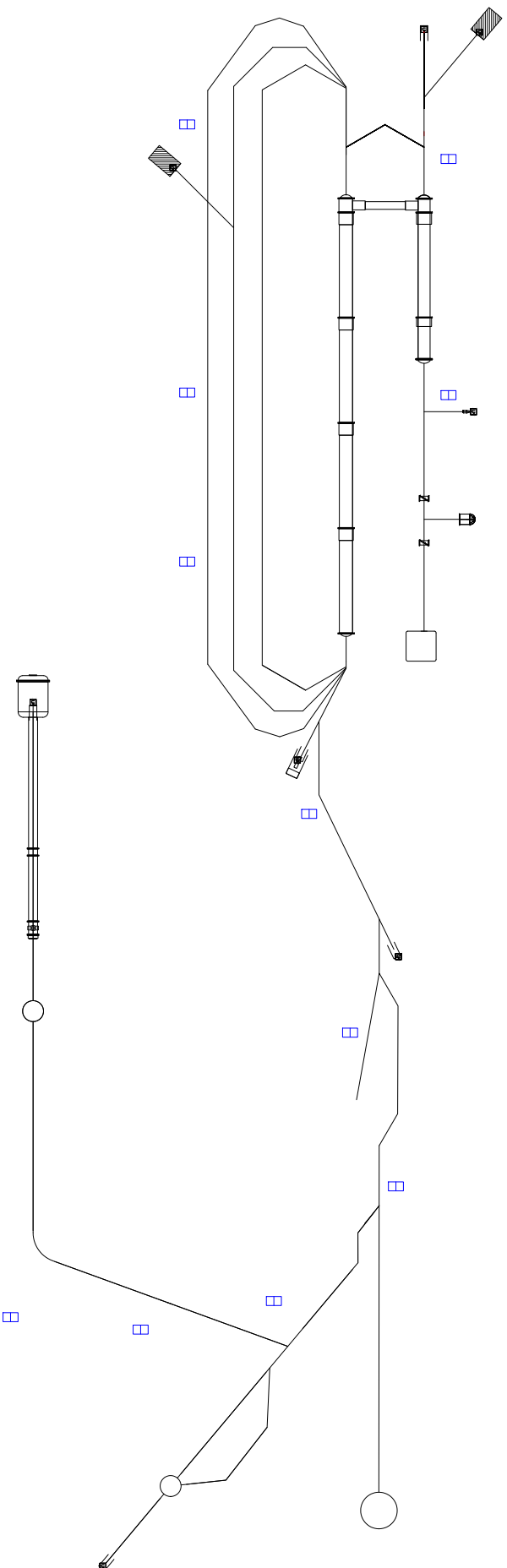


Abbildung A.4.: Auf dem Lageplan ist die ungefähre Position aller 11 montierten Höhenmarken (blaues Symbol) am S-DALINAC zu finden. Diese Marken definieren über eine waagrechte Rille die Höhe des Orbits. Zusätzlich ist der Polygonzug zu sehen, der die verschiedenen Achsen definiert.

A.9 Justage der Magnete

Das in der Praxis erprobte Justageverfahren für alle justierten Magnetmodelle sowie besondere Hinweise bei der Nutzung der Adapter beziehungsweise bei der Definition benutzerdefinierter Koordinatensysteme können in diesem Kapitel nachgelesen werden. In den verschiedenen Anleitungen wird auch auf Prioritäten der einzelnen Parameter bei Problemen in der Positionierung einzelner Magnete näher eingegangen. Diese Abweichungen sind typischerweise alle deutlich unter den geforderten Justiergenauigkeiten aus Kap. 6.2 (kleiner 0,5 mm in Position, kleiner 0,1° in Rotation). In jedem Fall werden alle Magnete in ihrer finalen Position gemessen. Die so erhaltene Kenntnis über alle Parameter ermöglicht eine entsprechende Anpassung der Strahldynamiksimulationen.

A.9.1 Dipolmagnete

1. Mit Hilfe des ein-Achsen Neigungssensors [94, 95] wird der Dipolmagnet horizontalisiert. Dabei den Sensor in verschiedenen Positionen und verschiedenen Orientierungen auf die Oberfläche des Dipolmagnets stellen. Alternativ kann mit dem zwei-Achsen Neigungssensor [96, 97] gearbeitet werden, siehe Abb. A.5. Mit diesem Sensor sind weniger Messpositionen nötig, allerdings kann er aufgrund seines Aufbaus nur von oben abgelesen werden. Eine dritte Möglichkeit stellt eine Kombination mit der Höhenmessung auf der kompletten Oberfläche des Magneten dar, Details zur Messung der Höhe folgen im nächsten Punkt. Sollten sich Aufkleber oder andere Unebenheiten auf der Oberfläche befinden, den Sensor nicht auf diese stellen um Fehlmessungen zu verhindern.
2. Die Höhe des Dipolmagnets wird über die Messung der Oberfläche eingestellt. Dabei wird ein so genannter Schlitten verwendet, in dem ein 1,5'' Reflektor positioniert wird. Mit diesem Schlitten liegt das Zentrum des Reflektors 25 mm oberhalb der Unterseite des Schlittens und erlaubt damit eine Messung der Oberfläche des Dipolmagnets. Addiert man bei der Sollkoordinate für die Höhe des Orbits die genannten 25 mm und das Maß von der Höhe des Orbits bis zur Oberfläche des Dipolmagnets, kann die Höhe direkt justiert werden.
3. Nun wird die Position des Dipolmagnets über Messung der Positionen der Justagebohrungen in der Oberfläche des Jochs entsprechend korrigiert. Dazu wird ein 1,5'' Reflektor in die verschiedenen Bohrungen gelegt und die Position justiert. Dabei hat es sich als zweckdienlich erwiesen, das Koordinatensystem in den jeweiligen Dipolmagnet zu legen. Die Achsen sollten ungefähr die Verstellachsen des jeweiligen Dipolmagnets wieder spiegeln, zum Beispiel wird eine Achse durch die beiden äußeren Bohrungen definiert, die zweite Achse zeigt in Richtung der mittleren Bohrung und die dritte Achse steht damit einem Rechtssystem folgend automatisch senkrecht auf dem Dipolmagnet. Vorsicht ist bei den in 1984 produzierten Danfysik Dipolmagneten geboten. Aufgrund von fehlenden technischen Zeichnungen sind die Sollpositionen der Justagebohrungen nicht exakt bekannt und die verwendeten Modelle zur Justage weisen minimale Unterschiede zum realen Magneten auf. Es ist darauf zu achten, dass der mittlere Justierpunkt bestmöglich übereinstimmt und ansonsten die Abweichungen möglichst gleichmäßig auf die beiden anderen Bohrungen verteilt werden.
4. Als letzten Schritt sind erneut Neigung, Höhe und Position zu überprüfen. Bei notwendigen Korrekturen ist die genannte Reihenfolge iterativ abzuarbeiten.
5. Sollte es Schwierigkeiten mit dem Justieren einzelner Magnete geben, so ist besonderer Wert auf die Horizontierung vor der Positionierung und der Justage auf die korrekte Höhe zu legen. Dies garantiert die bestmögliche Feldhomogenität für den Strahl. Im Falle des Separations- und Rekombinationsdipols ist auch die Position in der Ebene von größter Bedeutung. Da diese beiden Dipolmagnete teils sehr schmale Aus- beziehungsweise Eintrittskanten der einzelnen Strahlen besitzen, muss das Joch bestmöglich positioniert werden.

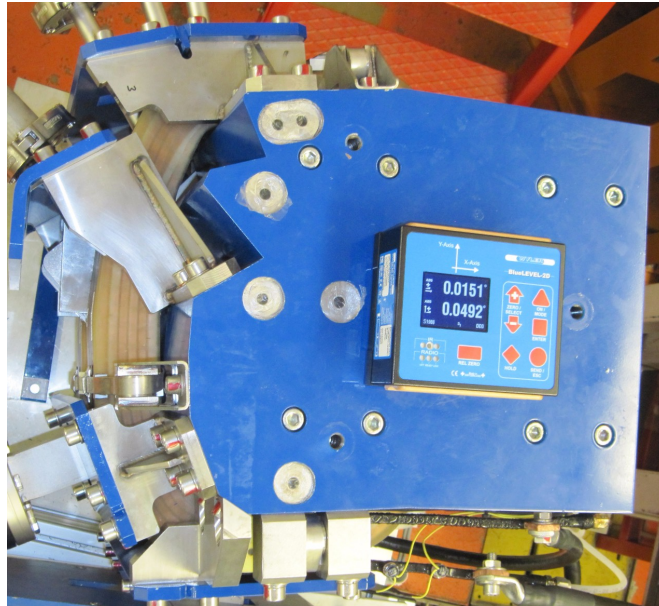


Abbildung A.5.: Dieses Bild zeigt den Einsatz des zwei Achsen Neigungssensors zur Horizontierung eines Dipolmagnets [84].

A.9.2 Quadrupolmagnete

Am S-DALINAC werden Quadrupolmagnete drei verschiedener Bauformen eingesetzt. Für jedes Modell gibt es Besonderheiten bei der Justage. Für alle Modelle ist allerdings das Vorgehen bei Schwierigkeiten mit der Justage einzelner Magneten identisch: Die höchste Priorität hat immer die Positionierung der Achse des Magneten auf der Strahlachse, also die Einstellung in den beiden zur Strahlachse senkrecht verlaufenden Richtungen. Sollte es hier zu Fehlpositionierungen kommen, wird der Magnet später nicht auf der Sollachse „ablenkfrei“ sein. Das bedeutet, dass zusätzlich zum fokussierenden beziehungsweise defokussierenden Effekt eine Ablenkung in Abhängigkeit vom eingestellten Gradienten erfolgt, die das Einstellen des Strahls erschwert. Ebenfalls sehr hohe Priorität hat die Rotation um die Strahlachse. Nur ein definierter Winkel vom 0° für normale Quadrupolmagnete beziehungsweise 45° im Falle der Rotationsquadrupolmagnete ermöglicht eine definierte Strahldynamik. Ist zum Beispiel ein normaler Quadrupolmagnet leicht um die Strahlachse rotiert, so koppeln die beiden transversalen Strahldynamik Ebenen miteinander und erschweren damit ebenfalls das Einstellen des Strahls. Die kleinste Priorität hat die Position der Quadrupolmagnete entlang der Strahlachse, da sich typischerweise die Strahldynamik auf die neuen Positionen problemlos anpassen lässt. Hier sei noch erwähnt, dass die Position der Quadrupolmagnete in den Bögen wichtiger ist, als die Positionen entlang der Geraden Segmente.

Gelbe Danfysik

1. Als Erstes wird die Rotation des Magneten um die Strahlachse überprüft und korrigiert. Dazu wird eine Adapterplatte verwendet, die mit zwei Messingstiften in die beiden Justierbohrungen eingesetzt wird und mit einer Schraube im Gewinde der Kranösen Befestigung verschraubt wird. Mit dem ein-Achsen Neigungssensor kann nun die Rotation gemessen und eingestellt werden, siehe Abb. 6.2(d). Es ist wichtig auf eine komplette Fixierung des Magneten vor dem Lösen der Platte zu achten, da diese aufgrund der hohen Passung der Messingstifte typischerweise recht schwergängig abzunehmen ist und im schlimmsten Fall der Magnet dabei wieder verstellt werden würde.

-
2. Im nächsten Arbeitsschritt wird die Höhe des Quadrupolmagnets eingestellt. Dazu wird ein 1,5'' Reflektor in die beiden Bohrungen gelegt, siehe Abb. 6.2(b). Die Sollhöhe ergibt sich aus der Höhe des Orbits und dem Radius des Quadrupolmagnet Zylinders abzüglich der Eindringtiefe des Reflektors in der Bohrung. Der Radius und die Position der Achse des Zylinders wurde zuvor für mehrere Magnete dieser Baureihe durch taktilen Messen der Oberfläche bestimmt. Danach konnte durch Messung des in der Bohrung liegenden Reflektors der Höhenunterschied zur Lage der Achse bestimmt werden. Die Reproduzierbarkeit der so bestimmten Maße liegt bei 0,03 mm [92].
 3. Die Position in der horizontalen Ebene wird ebenfalls über einen 1,5'' Reflektor und die beiden Bohrungen überprüft. Um Informationen über die Position entlang der Strahlachse zu erhalten, wird das Gewinde der Kranösen Befestigung verwendet. Es hat sich als hilfreich erwiesen, das Koordinatensystem in den Magneten zu legen. Dabei wird die erste Achse über die Sollkoordinate sowie einem weiteren Punkt auf der Strahlachse, zum Beispiel eine Justagebohrung eines Dipolmagneten (beachte hier Kap. A.9.5), definiert. Die dritte Achse zeigt entlang der Höhenkomponente wodurch sich über die Bildung eines Rechtssystems die zweite Achse automatisch ergibt.
 4. Als letzten Schritt sind erneut Neigung, Höhe und Position zu überprüfen. Bei notwendigen Korrekturen ist die genannte Reihenfolge iterativ abzuarbeiten.

Grüne Danfysik - Rotationsquadrupolmagnete

Die Justage ist vergleichbar mit dem in Kap. A.9.2 erwähnten Vorgehen. Folgende Unterschiede sind zu beachten:

- Da diese Baureihe nicht für den Einsatz als Rotationsquadrupolmagnet ausgelegt wurde, wurde diese Rotation nachträglich durchgeführt und der Magnet in dieser neuen Position fixiert. Somit befinden sich Justagebohrungen und das Gewinde für die Kranösen Befestigung unter 45° an der Seite (siehe Abb. A.6). Die Adapterplatte wird auf die gleiche Art montiert, der ein-Achsen Neigungssensor ist magnetisch und hält auf der Platte. Nun beträgt der zu erzielende Sollwinkel 45°.
- Für die Einstellung von Höhe und Position in der Ebene wird mit den kleinen Bohrungen (Sitz von Zylinderstiften zur korrekten Montage des Jochs) auf der Oberseite und einem 0,5'' Reflektor gearbeitet. Es ist darauf zu achten, dass die Sollhöhe auf diese Änderung angepasst ist. Die Bestimmung der Sollhöhe erfolgt analog zu dem in Kap. A.9.2 beschriebenen Vorgehen. Da in der rotierten Orientierung des Quadrupolmagnets die Bohrung in der Mitte des Magneten entlang der Strahlachse fehlt, wird dieser Punkt indirekt gemessen. Die beiden verwendeten Bohrungen zur Positionierung in der horizontalen Ebene liegen symmetrisch um den Mittelpunkt und können so für eine Messung des Mittelpunkts mit Offset verwendet werden.

Laminierte Bauweise

Die laminierten Quadrupolmagnete sind mit zwei verschiedenen Möglichkeiten zur Justage ausgestattet. Wenn genügend Platz vorhanden war, besitzt der Magnet einen Unterbau, der zur Justage verwendet wird. Bei mangelndem Platz wird der Unterbau durch eine direkte Befestigung des Magneten am Strahlrohr ersetzt. Die Justage ist vergleichbar mit dem in Kap. A.9.2 erwähnten Vorgehen. Folgende Unterschiede sind zu beachten:

- Die Rotation des Quadrupolmagnets wird entweder direkt mit einem zwei-Achsen Neigungssensor gemessen oder zeitgleich mit der Einstellung der Höhe durch das Messen der Höhenkoordinate über die ganze Oberfläche des Magneten verteilt, siehe Abb. A.7(a).



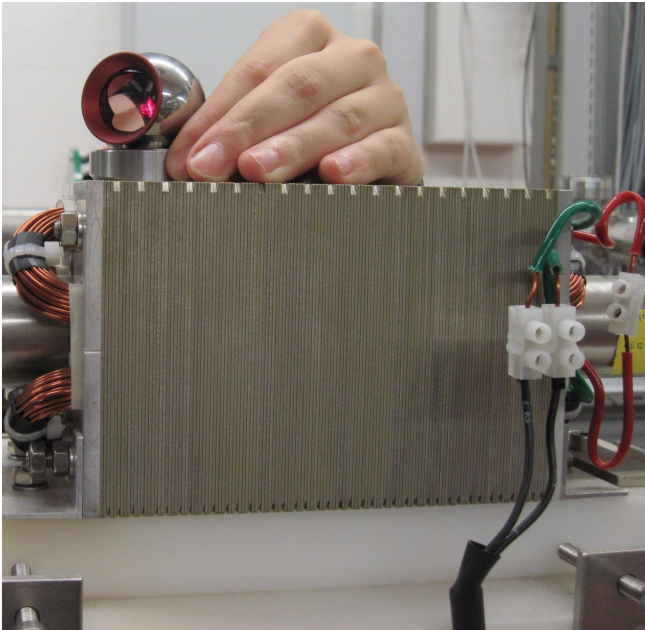
Abbildung A.6.: Der Einsatz des 0,5'' Reflektors zur Justage eines Rotationsquadrupolmagnets ist in diesem Bild zu sehen. Im oberen Bereich sind die nun an der Seite befindlichen Justagebohrungen und das Gewinde zur Befestigung einer Kranöse zu sehen [84].

- Da der Magnet über keine Justagebohrungen verfügt, muss die Position in der horizontalen Ebene indirekt gemessen werden. Dazu wird zuerst der Mittelpunkt des Magneten bestimmt. Es werden alle vier Ecken mit dem Eckenadapter, der in Abb. 6.2(c) zu sehen ist, aufgenommen. Das Programm zur Bedienung des Trackers erlaubt eine einfache Berechnung des Mittelpunktes. Nun verwendet man den Schlitten und positioniert diesen über den Absteckmodus der Software im Mittelpunkt des Magneten. So erhält man eine Messpunkt. Im nächsten Schritt wird die Position entlang der Strahlachse eingestellt, in dem man den gefundenen Mittelpunkt mit der Sollposition vergleicht und darauf justiert. Um eine eventuell noch vorliegende Rotation um die y-Achse zu korrigieren, werden auf dem eben beschriebenen Wege im Wechsel Justierbohrungen auf jeder der beiden Schmalseiten über Messung und Mittlung der beiden Ecken konstruiert und diese justiert. Alternativ können die langen Seiten mit dem magnetischen Kantenadapter aus Abb. A.7(b) abgefahren und exzentrisch justiert werden.

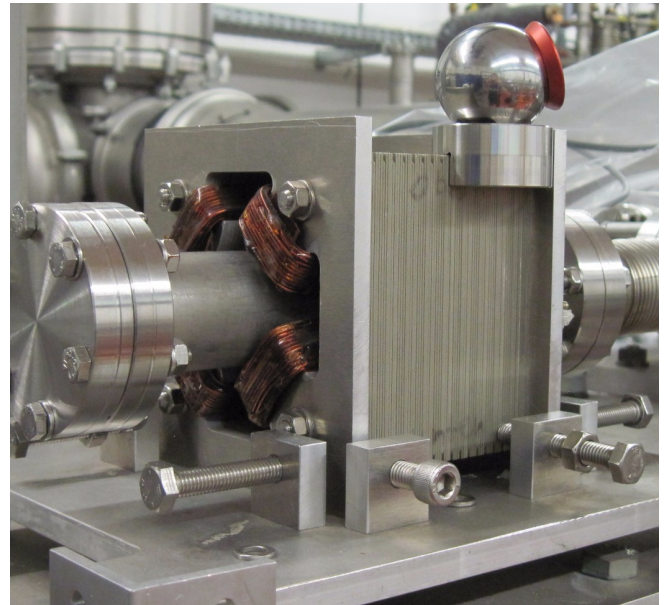
A.9.3 Sextupolmagnete

Die Sextupolmagnete hängen aufgrund von Platzmangel alle am Strahlrohr, die Justage lehnt sich an das Vorgehen bei den laminierten Quadrupolmagneten aus Kap. A.9.2 an, wird hier aber für eine erhöhte Übersichtlichkeit komplett beschrieben:

1. Es hat sich als hilfreich erwiesen für alle Arbeitsschritte das Koordinatensystem in den Magneten zu legen. Dabei wird die erste Achse über die Sollkoordinate sowie einem weiteren Punkt auf der Strahlachse, zum Beispiel eine Justagebohrung eines Dipolmagneten, definiert. Die dritte Achse zeigt entlang der Höhenkomponente wodurch sich über die Bildung eines Rechtssystems die zweite Achse automatisch ergibt.
2. Alle vier Ecken mit dem Eckenadapter aufnehmen und über das Programm damit den Schwerpunkt des Magneten berechnen lassen.
3. Den 1,5'' Reflektor im Schlitten liegend in den gemessenen Schwerpunkt positionieren.
4. Erzeugten Schwerpunkt in die Sollkoordinate des Schwerpunkts schieben.
5. Die Höhe des Magnets über Messung der Oberfläche mit Hilfe des Schlittens einstellen. Dabei ergibt sich die Höhe aus der Sollhöhe des Orbits, der halben Jochhöhe des Sextupolmagnets und dem Offset des Adapters.



(a) Der gezeigte Schlitten nimmt einen 1,5'' Reflektor auf und wird auf der Oberfläche des Magneten zur Messung dessen Höhe positioniert. Misst man die Oberfläche an verschiedenen Stellen, kann damit ebenfalls die Neigung bestimmt werden [84].



(b) Mit dem magnetischen Kantenadapter und einem 1,5'' Reflektor kann die Lage des Magneten zur Strahlachse exzentrisch gemessen und justiert werden [84].

Abbildung A.7.: Die gezeigten Elemente sind notwendige Hilfsmittel bei der Justage von Magneten.

6. Mit dem zwei-Achsen Neigungssensor die Rotation des Sextupolmagnets korrigieren.
7. Aufgrund der durchgeführten Rotation muss nun die Höhe kontrolliert und ggf. korrigiert werden.
8. Als nächstes werden zwei Ecken an der Schmalseite gemessen und der Mittelpunkt wird über das Programm bestimmt. In dem so bestimmten Mittelpunkt wird der Schlitten inklusive 1,5'' Reflektor positioniert. Nun kann die Position des Magneten korrigiert werden. Die andere Seite des Magneten wird mit dem identischen Vorgehen justiert.
9. Als letzten Schritt sind erneut Neigung, Höhe und Position zu überprüfen. Bei notwendigen Korrekturen ist die genannte Reihenfolge iterativ abzuarbeiten.
10. Die Priorität der einzustellenden Parameter ist äquivalent zu der in Kap. A.9.2 genannten.

A.9.4 Hinweise zu der Verwendung der institutseigenen Adapter

Bei der Verwendung der in der hauseigenen Werkstatt hergestellten Adapter gibt es ein paar Dinge, die zur besseren Reproduzierbarkeit beachtet werden müssen:

Große Quadrupolmagnetplatte (siehe Abb. 6.2(d))

- Beide Messingstifte vorsichtig anziehen um eine bestmögliche Positionierung zu erzielen.
- Vor dem Abnehmen der Platte muss der Magnet über die Justierschrauben fixiert sein, sonst besteht eine große Wahrscheinlichkeit der Dejustage.

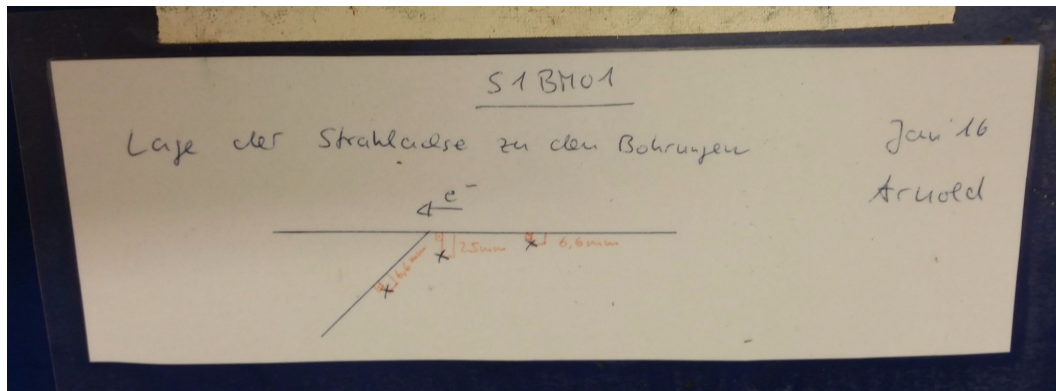


Abbildung A.8.: Bei drei Dipolmagneten liegen aufgrund des Aufbaus die Justagebohrungen nicht auf der Sollachse. Alle betreffenden Dipolmagnete sind entsprechend gekennzeichnet um Fehler bei der Justage zu verhindern. Diese Kennzeichnung ist beispielhaft in dieser Abbildung für den Dipolmagnet S1BM01 gezeigt und ist je auf der Oberseite des Jochs befestigt.

Eckenadapter (siehe Abb. 6.2(c))

- Durch die Bauform bedingt sind die laminierten Magnete typischerweise uneben und damit wird die Reproduzierbarkeit der einzelnen Messungen erschwert.
- Ein einheitliches Vorgehen soll diese Ungenauigkeit möglichst gering halten: Den Adapter als erstes gegen die Aluminium-Front drücken. Diese ist eben und erlaubt ein definiertes Positionieren. Nun bei festgehaltener erster Seite die seitliche Fläche des Adapters an die einzelnen Bleches des laminierten Magneten anlegen, ohne dabei den Adapter zu verkippen.

A.9.5 Hinweise bei der Definition von benutzerdefinierten Koordinatensystemen

Bei der Justage ist es für manche Arbeitsschritte sinnvoll, das aktive Koordinatensystem in den zu justierenden Magneten zu legen. Damit vereinfacht man das Verschieben in den von der Justagevorrichtung erlaubten Achsen. Bei der Definition der Strahlachse kann man typischerweise die Sollkoordinaten der Magnete verwenden. Es gibt allerdings drei Dipolmagnete, bei denen dieses Vorgehen nicht funktioniert und die wie auf Abb. A.8 zu sehen ist markiert sind: S1BM01, E0BM01 und E1BM01 (Nomenklatur siehe Kap. 2.3). Bei den beiden Dipolmagneten S1BM01 und E0BM01 ist dieser Versatz relativ deutlich, da beide für andere Ablenkwinkel gebaut wurden. Bei E1BM01 ist es nur ein minimaler Versatz, der historisch bedingt ist. Die geraden Segmente in der Beschleunigerhalle weisen im Vergleich mit den eigentlich parallelen Segmenten im Bunkerbereich einen Winkel von ungefähr $0,6^\circ$ auf. Es ist zu vermuten, dass dieser minimale Winkel beim Aufbau des S-DALINAC und dessen Anbindung an die alte Strahlführung des DALINAC im Bunkerbereich entstanden ist. Im Zuge der genauen Vermessung wurden die Sollkoordinaten so definiert, dass der Winkelversatz durch die Ablenkung im Dipolmagnet E1BM01 ausgeglichen wird. Da dieser Dipolmagnet kein Teil einer Reihenschaltung von Dipolmagneten angehört, ist diese Korrektur hier einfach möglich. Bei den drei genannten Dipolmagneten ist es also wichtig, dass diese nicht zum Definieren eines Koordinatensystems verwendet werden. Alternativ können die Koordinaten der Beschleunigerachsen verwendet werden.

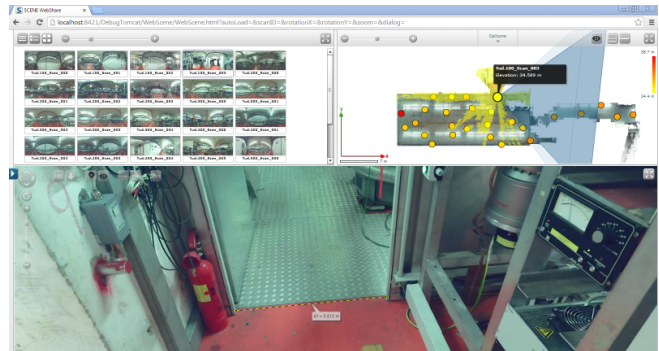
A.10 Erstellung eines digitalen Modells des S-DALINAC

Die Verwendung eines Laserscanners ermöglicht die Digitalisierung von zum Beispiel ganzen Gebäuden. Im Rahmen der ersten Aufnahme der Magnetpositionen im Januar 2015 wurde durch einen Kollegen der FH Frankfurt auch eine Aufnahme eines Großteils des S-DALINAC mit einem Laserscanner gemacht und ausgewertet [88]. Verwendet wurde der Laserscanner FARO Focus3D S 120 [101] auf einem Kohlefaserstativ. Zur Orientierung des Laserscanners innerhalb des zuvor mit dem Lasertrackers festgelegten Koordinatensystems wurde mit 19 Schachbrettmarken in den Größen DIN A3 und DIN A4 sowie neun zusätzlichen Zielkugeln gearbeitet, deren Positionen mit dem Lasertracker eingemessen wurden. Die Beschleunigerhalle wurde mit 27 Standpunkten aufgenommen (Auflösung 10240 Punkte pro 360°; Punktabstand ca. 6 mm/10 m; 3:55 Minuten Aufnahmezeit pro Standpunkt). Im Bunkerbereich, der ein deutlich kleineres Messvolumen darstellt, waren noch weitere fünf Standpunkte nötig (Auflösung 8192 Punkte pro 360°; Punktabstand ca. 7,5 mm/10 m; 2:17 Minuten Aufnahmezeit pro Standpunkt). Zusätzlich wurden an jedem Standpunkt Farbfotos aufgenommen, die ein nachträgliches Einfärben der aufgenommenen Punktwolken ermöglichen. Die Aufarbeitung der Daten erfolgte in mehreren Schritten und diversen Programmen. Abbildung A.9 gibt einen Überblick über die verschiedenen Stufen der Bearbeitung der gemessenen Daten.

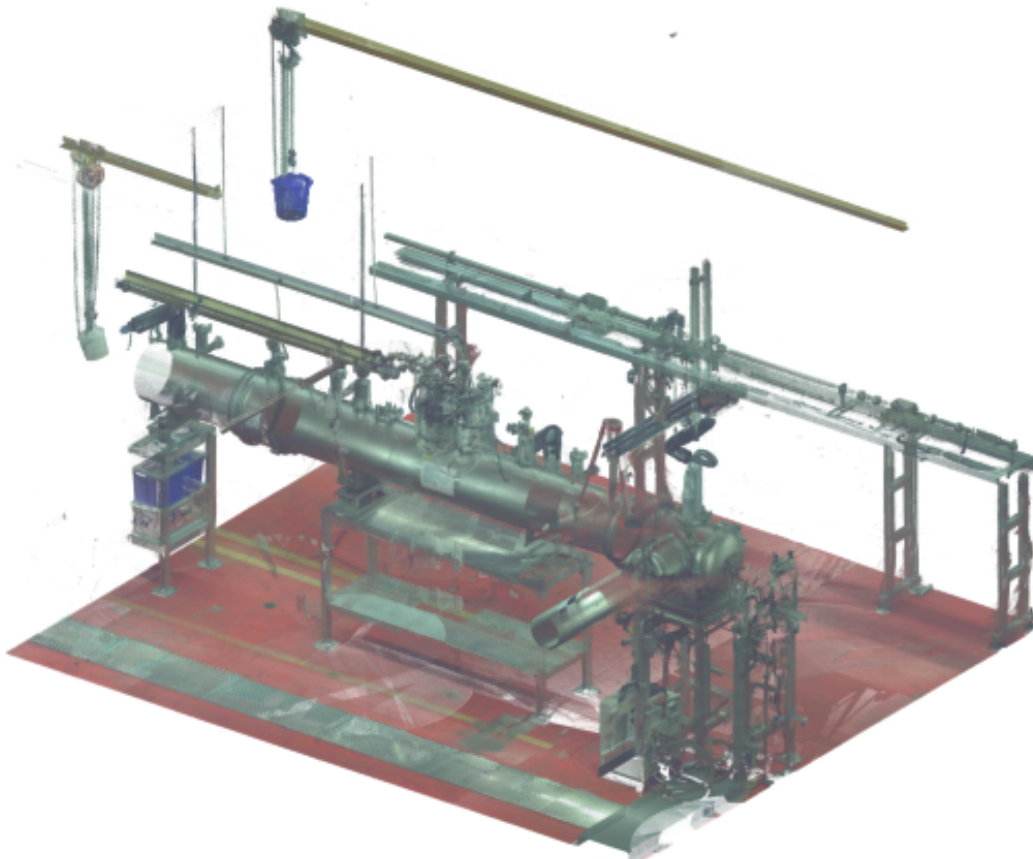
Die resultierenden Daten können auf verschiedene Weisen eingesetzt werden. Es können zum Beispiel aus der Punktwolke so genannte digitale Orthophotos (2D Projektion von ausgewählten Punkten auf eine der drei Raumebenen inklusive Maßstab) in technischen Zeichnungen hinzugefügt werden. Eine andere Möglichkeit stellt die freie Bewegung innerhalb der 3D Punktwolke dar mit der Möglichkeit beliebige Strecken zu messen. Zusätzlich können beliebige Flüge innerhalb der Punktwolke realisiert werden. Diese können für Präsentationen oder digitale Führungen verwendet werden. Solch ein Flug wurde in der Vergangenheit bereits erfolgreich bei einer Begutachtung eingesetzt. In der Zukunft werden sich so viele Möglichkeiten der Öffentlichkeitsarbeit ergeben.



(a) Von einem Standpunkt aus gemessen sieht man eine 360° Rundumsicht in Form einer schwarz-weiß Punktwolke [102].



(b) Nach der Einföhrung der Punktwolken und Orientierung im Koordinatensystem können verschiedene Positionen und Blickwinkel gewählt werden, die dann zum Beispiel eine digitale Distanzmessung erlauben [102].



(c) Die fertige Punktwolke kann interaktiv betrachtet werden [102].

Abbildung A.9.: Diese Bilderreihe gibt einen Überblick über die verschiedenen Stufen der Erstellung farbiger Punktwolken aus Aufnahmen eines Laserscanners im Falle des zweifach-zirkulierenden S-DALINAC.

Literaturverzeichnis

- [1] DFG Sonderforschungsbereich 634, *Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC* (2003-2015).
- [2] DFG Graduiertenkolleg 2128, *AccelencE* (seit 2015).
- [3] A. Stascheck, *Vollständige Spektroskopie einer hochliegenden Isospin-Analogresonanz in der Reaktion $^{90}\text{Zr}(e,e'p)^{89}\text{Y}$ und Verbesserung der unbelasteten Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC*, Dissertation, TH Darmstadt, D17 (1996).
- [4] S. Sievers, *Verbesserung der Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC durch thermische Behandlung*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2007).
- [5] R. Eichhorn, A. Araz, M. Brunken, J. Conrad, H. D. Gräf, M. Hertling, F. Hug, M. Konrad, T. Kürzeder, M. Platz, A. Richter, S. Sievers and T. Weilbach, *Results from a 850 C Heat Treatment and Operational Findings from the 3 GHz SRF Cavities at the S-DALINAC*, in *Proceedings of SRF 2007, Beijing, China*, 163 (2007).
- [6] M. Abo-Bakr, W. Anders, A. Büchel, K. Bürkmann-Gehrlein, P. Echevarria, A. Frahm, H.-W. Glock, F. Glöckner, F. Göbel, B. Hall, S. Heling, H.-G. Hoberg, A. Jankowiak, C. Kalus, T. Kamps, G. Klemz, J. Knobloch, J. Kolbe, G. Kourkafas, J. Kühn, B. Kuske, P. Kuske, J. Kuszynski, D. Malyutin, A. Matveenko, M. McAteer, A. Meseck, C. Metzger-Kraus, R. Müller, A. Neumann, N. Ohm, K. Ott, E. Panofski, F. Pflocks, J. Rahn, J. Rudolph, M. Schmeißer, O. Schüler, M. Schuster, J. Ullrich, A. Ushakov and J. Völker, *Status Report of the Berlin Energy Recovery Linac Project BERLinPro*, in *Proceedings of IPAC 2016, Busan, Korea*, number 7 in International Particle Accelerator Conference, 1827–1830, JACoW, Geneva, Switzerland (2016).
- [7] *Conceptual Design Report BERLinPro* (2012).
- [8] R. Heine, *Current Status of the MESA Project*, in *Proceedings of ERL 2015, Stony Brook, NY, USA*, 58–62 (2015).
- [9] T. Stengler, K. Aulenbacher, F. Hug, F. Schlender, D. Simon, P. Weber and N. Wiehl, *Status of the Superconducting Cryomodules and Cryogenic System for the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator MESA*, in *Proceedings of IPAC 2016, Busan, Korea*, 2134–2137 (2016).
- [10] R. Heine, K. Aulenbacher, L. Hein and C. Matejcek, *Current Status of the Milliampere Booster for the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator*, in *Proceedings of IPAC 2016, Busan, Korea*, 1741–1743 (2016).
- [11] M. Kleinmann, *Design einer dritten Rezirkulation für den S-DALINAC*, Master Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2011).
- [12] A. Richter, *Operational Experience at the S-DALINAC*, in *Proc. of EPAC 1996, Sitges, Barcelona*, 110 (1996).
- [13] DFG Sonderforschungsbereich 1245, *Nuclei: From Fundamental Interactions to Structure and Stars* (seit 2015).

-
- [14] A. Richter, *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*, *Phys. Bl.*, 54(1):31–36 (1998).
- [15] M. Brunken, S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck and T. Wesp, *First Lasing of the Darmstadt cw free Electron Laser*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 429(1-3):21–26 (1999).
- [16] A. Araz, *Aufbau und Erprobung einer digitalen HF-Regelung und Aufbau eines modularen Messsystems zur Energiestabilisierung für den S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2009).
- [17] A. Araz, U. Bonnes, R. Eichhorn, F. Hug, M. Konrad, M. Platz, A. Richter and R. Stassen, *3 GHz Digital RF Control at the Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator: First Results from the Baseband Approach and Extensions for other Frequencies*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 13(8):082801 (2010).
- [18] M. Konrad, U. Bonnes, C. Burandt, R. Eichhorn, P. Nonn, J. Enders and N. Pietralla, *Digital Baseband RF Control System for the Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 15(5):052802 (2012).
- [19] M. Konrad, *Development and Commissioning of a Digital RF Control System for the S-DALINAC and Migration of the Accelerator Control System to an EPICS Based System*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2013).
- [20] C. Burandt, *Optimierung und Test der digitalen Hochfrequenzregelung und Entwicklungen für das EPICS-basierte Beschleunigerkontrollsystem am S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2017).
- [21] Y. Fritzsche, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2011).
- [22] Y. Poltoratska, C. Eckardt, W. Ackermann, K. Aulenbacher, T. Bahlo, R. Barday, M. Brunken, C. Burandt, R. Eichhorn, J. Enders, M. Espig, S. Franke, C. Ingenhaag, J. Lindemann, W. F. O. Müller, M. Platz, M. Roth, F. Schneider, M. Wagner, A. Weber, T. Weiland and B. Zwicker, *Status and Recent Developments at the Polarized-Electron Injector of the Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator S-DALINAC*, *Journal of Physics: Conference Series*, 298(1):012002 (2011).
- [23] T. Kürzeder, J. Conrad, R. Eichhorn, F. Hug, A. Richter and S. Sievers, *New Injector Cryostat Module Based on 3 GHz SRF Cavities for the S-DALINAC*, *Advances in Cryogenic Engineering 57A*, J.G. Weisend II et al., Melville, New York, 961 (2012).
- [24] T. Kürzeder, *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Kryostatmoduls für den S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2013).
- [25] F. Hug, *Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2013).
- [26] M. Arnold, J. Birkhan, M. Brunken, J. Conrad, M. Hess, F. Hug, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla and S. Sievers, *The new PLC based Radiation Safety Interlock System at S-DALINAC*, in *Proceedings of IPAC 2014, Dresden, Germany*, 1802 (2014).
- [27] L. Jürgensen, Dissertation in Vorbereitung, TU Darmstadt, D17.
- [28] T. Bahlo, Dissertation in Vorbereitung, TU Darmstadt, D17.
- [29] K. Alrutz-Ziemssen, *Die Injektion des Darmstädter Supraleitenden 130 MeV Rezyklotrons für Elektronen*, Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1986).

-
- [30] M. Gros, *Optimierung der thermionischen Elektronenquelle des S-DALINAC und Konzeptionierung einer Strahlstrommessung*, Master Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2016).
- [31] T. Bahlo, *Konfiguration und Test eines Hochfrequenz-Chopper- und Bunchersystems für den S-DALINAC*, Bachelor Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2010).
- [32] C. Burandt, *Aufbau eines 6-GHz-Systems für die Hochfrequenz-Regelung am S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (2010).
- [33] H. Schüßler, *Flugzeitmessungen am Elektronenstrahl des S-DALINAC mit Hilfe von HF-Resonatoren*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2011).
- [34] P. Schardt, *Mikrowellenexperimente zum chaotischen Verhalten eines supraleitenden Stadion-Billards und Entwicklung einer Einfangsektion am S-DALINAC*, Dissertation, TH Darmstadt, D17 (1995).
- [35] V. Aab, K. Alrutz-Ziemssen, R. Amend, D. Flasche, H.-D. Gräf, V. Huck, K. D. Hummel, M. Knirsch, F. Lindqvist, W. Lotz, A. Richter, T. Rietdorf, U. Schaaf, S. Simrock, E. Spamer, O. Titze, H. Weise and W. Ziegler, *The Superconducting 130 MeV Electron Accelerator at Darmstadt*, in *Proceedings of SRF 1987*, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, USA, 127 (1987).
- [36] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges and M. Zweidinger, *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 640(1):6–12 (2011).
- [37] M. Schanz, *Entwurf des Strahlführungssystems des Darmstädter supraleitenden 130-MeV-Elektronenbeschleunigers und Untersuchung von M1-Anregungen in ^{206}Pb mit hochauflösender Elektronenstreuung*, Dissertation, TH Darmstadt, D17 (1986).
- [38] F. Schließmann, *Strahldynamiksimulationen und Dispersionsmessungen im Injektorbogen des S-DALINAC*, Bachelor Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2015).
- [39] R. Eichhorn, *Optimierung des Strahltransportsystems und experimentelle Umsetzung verschiedener Methoden zur Gütemessung am S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (1999).
- [40] F. Hug, R. G. Eichhorn, M. Arnold, T. Kürzeder and N. Pietralla, *Improving Energy Spread and Stability of a Recirculating Few-Turn Linac*, in *Proceedings of IPAC 2016, Busan, Korea*, 3222 (2016).
- [41] K. Lindenberg, *Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2007).
- [42] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, L. Schnorrenberger, V. Simon, K. Sonnabend, C. Wälzlein, M. Elvers, J. Endres, J. Hasper and A. Zilges, *The Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 613(2):232–239 (2010).
- [43] M. Knirsch, *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation, TH Darmstadt, D17 (1991).
- [44] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. Sober, S. Matthews and L. Fagg, *Large-aperture System for High-resolution 180° Electron Scattering*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 366(2-3):325–331 (1995).

-
- [45] D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze and T. Walcher, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator (DALINAC): III. Detector System and Performance of the Electron Scattering Apparatus*, *Nuclear Instruments and Methods*, 153(1):29–41 (1978).
- [46] J. T. Tanabe, *Iron Dominated Electromagnets: Design, Fabrication, Assembly and Measurements*, World Scientific Publishing Co Pte Ltd (Auflage: Pap/Cdr (30. Juli 2005)).
- [47] S. T. P. Bryant, editor, *CERN Accelerator School - General Accelerator Physics*, volume Vol. I (1984).
- [48] CST Studio Suite, *Homepage*, URL: <https://www.cst.com/>.
- [49] S. Russenschuck, *Field Computation for Accelerator Magnets: Analytical and Numerical Methods for Electromagnetic Design and Optimization*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2010).
- [50] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, volume 2. Auflage, Vieweg + Teubner Verlag (1996).
- [51] T. Winkler, R. Eichhorn and T. Quincey, *XBEAM Bedienungsanleitung*, internes Dokument (2010).
- [52] IKP TU Darmstadt, *Software: XBEAM 2.1*.
- [53] M. Borland, *elegant: A Flexible SDDS-Compliant Code for Accelerator Simulation*, Advanced Photon Source LS-287 (2000).
- [54] Elegant, *Homepage*, URL: http://www.aps.anl.gov/Accelerator_Systems_Division/Accelerator_Operations_Physics/software.shtml#elegant (2016).
- [55] M. Tigner, *A Possible Apparatus for Electron Clashing-Beam Experiments*, *Il Nuovo Cimento*, 37(3):1228–1231 (1965).
- [56] T. Smith, H. Schwettman, R. Rohatgi, Y. Lapierre and J. Edighoffer, *Development of the SCA/FEL for Use in Biomedical and Materials Science Experiments*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 259(1-2):1–7 (1987).
- [57] G. Neil, S. Benson, G. Biallas, C. Bohn, H. D. D. Douglas, R. Evans, J. Fugitt, J. Gubeli, R. Hill, K. Jordan, G. Krafft, R. Li, L. Merminga, D. Oepts, P. Piot, J. Preble, M. Shinn, T. Siggins, R. Walker and B. Yunn, *First Operation of an FEL in Same-Cell Energy Recovery Mode*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 445(1-3):192–196 (2000).
- [58] G. Neil, C. Behre, S. Benson, M. Bevins, G. Biallas, J. Boyce, J. Coleman, L. Dillon-Townes, D. Douglas, H. Dylla, R. Evans, A. Grippo, D. Gruber, J. Gubeli, D. Hardy, C. Hernandez-Garcia, K. Jordan, M. Kelley, L. Merminga, J. Mammoser, W. Moore, N. Nishimori, E. Pozdeyev, J. Preble, R. Rimmer, M. Shinn, T. Siggins, C. Tennant, R. Walker, G. Williams and S. Zhang, *The JLab High Power ERL Light Source*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 557(1):9–15 (2006).
- [59] A. Freyberger, K. Beard, A. Bogacz, Y. Chao, S. Chattopadhyay, D. Douglas, A. Hutton, L. Merminga, C. Tennant and M. Tiefenback, *The CEBAF Energy Recovery Experiment: Update and Future Plans*, in *Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland*, 524 (2004).
- [60] Sigmaphi, *Design - persönliche Mitteilung* (2014 / 2015).
- [61] U. Römer, *Persönliche Mitteilung* (2016).

-
- [62] M. Arnold, *Spezifikationen der Magnete und Netzteile für die neue Rezirkulation am S-DALINAC*, unveröffentlicht, interner Bericht (2013).
- [63] Sigmaphi, *Calculation Report - Revision: B (Separations- Rekombinationsdipol)*, unveröffentlicht (2014).
- [64] Sigmaphi, *Technical Specification - Revision: D (Separations- Rekombinationsdipol)*, unveröffentlicht (2015).
- [65] Sigmaphi, *Magnetic measurement report - Revision A (Separations- Rekombinationsdipol)*, unveröffentlicht (2015).
- [66] Sigmaphi, *Magnetic measurement report - Revision B (45°-Dipol)*, unveröffentlicht (2015).
- [67] Sigmaphi, *Messdaten (Separations- Rekombinationsdipol)*, unveröffentlicht (2015).
- [68] Sigmaphi, *Messdaten (45°-Dipol)*, unveröffentlicht (2015).
- [69] M. Gros, *Entwicklung eines Messsystems zur Bestimmung magnetische Multipolkomponenten*, Bachelor Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2014).
- [70] D. Dittert, *Weiterentwicklung eines Messsystems zur absoluten Magnetfeldmessung am S-DALINAC*, Bachelor Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2015).
- [71] M. Herbert, *Systematische Untersuchung von Dipolmagneten und Aufbau einer Online-Magnetfeldmessung am S-DALINAC*, Master Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2016).
- [72] P. Dijkstal, *Feldvermessung von Quadrupolen für die dritte Rezirkulation*, Interner Bericht, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2013).
- [73] Sigmaphi, *Calculation Report - Revision: A (45°-Dipol)*, unveröffentlicht (2014).
- [74] Sigmaphi, *Technical Specification - Revision: E (45°-Dipol)*, unveröffentlicht (2014).
- [75] Danfysik, *Homepage*, URL: <http://www.danfysik.com/> (2016).
- [76] A. Feder, *Transversale Steuerung des Strahls in der Rückführungsbahn*, internes Dokument, KPH Mainz (MAMI) (1978).
- [77] U. Bonnes, *Design* (2016).
- [78] M. Knösel, *Messungen der Magnetfeldeigenschaften verschiedener Steerer-Modelle für den Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Interner Bericht, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2016).
- [79] J. Pforr, *Erste Start-to-End Strahldynamiksimulation des S-DALINAC mit elegant und Einstellungen für Experimente zu transversalem Beam Breakup*, Master Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2016).
- [80] M. Steinhorst, *Implementierung von automatisierten Online-Strahldynamik-Simulationen am S-DALINAC*, Master Thesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2016).
- [81] F. Schließmann, *Persönliche Mitteilung* (2016).
- [82] J. Wissmann, *Auslegung eines System zur Weglängen Anpassung für die neue Rezirkulation des S-DALINAC*, Interner Bericht, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2014).
- [83] Siemens, *NX*.
- [84] M. Lösler, *Foto* (2015/16).

-
- [85] Wyler, *Homepage*, URL: <http://www.wylerag.com/de/home/> (2016).
- [86] Aimess, *Homepage*, URL: <http://www.aimess-products.de/> (2016).
- [87] M. Lösler, M. Arnold, H. Bähr, C. Eschelbach, T. Bahlo, R. Grewe, F. Hug, L. Jürgensen, P. Winkemann and N. Pietralla, *Hochpräzise Erfassung von Strahlführungselementen des Elektronenlinearbeschleunigers S-DALINAC*, *zfv – Zeitschrift für Geodäsie, Geoinformation und Landmanagement*, Ausgabe 6/2015 140. Jg.(6/2015):346–356 (2015).
- [88] C. Eschelbach, M. Lösler, P. Winkemann, M. Arnold and N. Pietralla, *Einsatz mobiler Lasermesstechnik zur Aufnahme von Strahlführungselementen eines Elektronenlinearbeschleunigers, Photogrammetrie - Laserscanning - Optische 3D-Messtechnik: Beiträge der 15. Oldenburger 3D-Tage 2016*, Edition 1:307–318, Hrsg.: Th. Luhmann / Ch. Schumacher (2016).
- [89] Leica, *Homepage*, URL: <http://www.leica-geosystems.de/> (2016).
- [90] Hexagon Metrology, *Leica Absolute Tracker AT401 - Spezifikationen des Herstellers* (2012).
- [91] Hexagon Metrology, *Zertifikat für verwendeten Leica Absolute Tracker AT401* (2014).
- [92] M. Lösler, *Persönliche Mitteilung* (2016).
- [93] Deutsche Edelstahlwerke, *Werkstoffdatenblatt 1.4571*, URL: https://www.dew-stahl.com/fileadmin/files/dew-stahl.com/documents/Publikationen/Werkstoffdatenblaetter/RSH/1.4571_de.pdf (2016).
- [94] Wyler, *BlueCLINO - Spezifikationen des Herstellers* (2016).
- [95] Messwelk, *Kalibrier-Zertifikat für verwendeten BlueCLINO* (2015).
- [96] Wyler, *Zwei-achsiges Neigungsmessgerät BlueLEVEL-2D - Spezifikationen des Herstellers* (2016).
- [97] Messwelk, *Kalibrier-Zertifikat für verwendetes zwei-achsiges Neigungsmessgerät BlueLEVEL-2D* (2015).
- [98] T. K. Aouini, *Bachelorarbeit in Vorbereitung*, Bachelor Thesis, TU Darmstadt.
- [99] NIST, *Homepage*, URL: <https://www.nist.gov/> (2016).
- [100] F. Hug, *Simulation und Optimierung der Strahldynamik im Injektorbeschleuniger des S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2007).
- [101] Faro, *Homepage*, URL: <http://www.faro.com/> (2016).
- [102] P. Winkemann, *Persönliche Mitteilung* (2015).

Danksagung

Die erfolgreiche Umsetzung solch eines großen Projekts wäre undenkbar ohne die wertvolle Unterstützung und Mitarbeit von sehr vielen Personen.

Zu Beginn möchte ich mich bei meinem Betreuer Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla bedanken. Er ermöglichte mir die Fortsetzung meiner Masterarbeit und damit die Randbedingungen, mich weiter mit dem äußerst spannenden und vielseitigen Gebiet der Beschleunigerphysik auseinander zu setzen. Für die Förderung in den letzten Jahren sowie das meiner Arbeit entgegengebrachte Vertrauen möchte ich mich herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. Joachim Enders danke ich für die Übernahme der Ko-Betreuung.

Mein besonderer Dank geht an JProf. Dr. Florian Hug. Von Anfang an hat er mich großartig unterstützt. So lernte ich von ihm unter anderem das Einstellen des Strahls. Er hat den für mein Projekt benötigten Großgeräteantrag geschrieben und stand mir immer mit Rat und Tat zur Seite. Er leistete wertvolle Beiträge beim Entwurfsprozess des Separationsdipols und bei Besuchen bei Sigmaphi. Auch nach seiner Berufung als Juniorprofessor an die Johannes Gutenberg-Universität Mainz unterstützte er mich weiter, wie zum Beispiel durch sehr bereichernde Korrekturen meiner Dissertation.

Dr. Thorsten Kürzeder gilt mein Dank für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung während meiner Zeit am IKP. Bei Dr. Jonny Birkhan möchte ich mich für die tatkräftige Hilfe bei Arbeiten den Strahlenschutz am Beschleuniger betreffend bedanken. Die geführten Gespräche über viele verschiedene Themengebiete waren sehr hilfreich und aufbauend.

Bei der kompletten Beschleuniger- und Betriebsgruppe möchte ich mich ganz herzlich bedanken. Nur ihre wundervolle Unterstützung und sehr engagierte Arbeit hat die tatsächliche Umsetzung dieses Projekts ermöglicht. Die Vielseitigkeit und Kreativität der bei Schwierigkeiten gefundenen Lösungen faszinierten mich jedes Mal aufs Neue. Besonders erwähnt seien hier alle nicht angestellten Studenten, die im Rahmen der von mir mitbetreuten Abschlussarbeiten zu diesem Projekt oder aus eigenem Interesse eine große Hilfe darstellten.

An dieser Stelle möchte ich Christoph Burandt für seine konstruktiven Hinweise, viele interessante Gespräche und die Unterstützung bei den verschiedensten Themen sowie die umgesetzte Ansteuerung der neuen Weglängensysteme danken. Thore Bahlo möchte ich meinen Dank für seine Ehrlichkeit, seine Hilfe und die sehr bereichernden Gespräche aussprechen. In der Endphase leistete er zusätzlich eine wertvolle Unterstützung bei der Fertigstellung dieser Arbeit durch seine Korrekturen. Für die Übernahme mancher Herausforderungen, seiner Unterstützung und kreativer Anmerkungen möchte ich Lars Jürgensen danken. Ruben Grewe und Jonas Pforr leisteten einen wertvollen Beitrag als Justagehelfer, danke dafür.

Die beiden institutseigenen Werkstätten haben auf Grund dieses Projekts über einen sehr großen Zeitraum sehr viele teils komplexe Aufträge erhalten, die sie wunderbar umgesetzt haben. Auch die vielen Notfälle und Eilaufträge konnten mit Bravur in beeindruckend kurzen Zeiten bearbeitet werden.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei Akad. Dir. Dr. Marco Brunken für viele sehr hilfreiche und interessante Gespräche über die unterschiedlichsten Themen sowie seine große Hilfsbereitschaft bedanken.

Bei Catja Noll, Carina Seeger, Giovanna Umberti Caroli und Ursula von Dungen bedanke ich mich herzlichst für ihre Hilfe bei Aufgaben im administrativen Bereich.

Dr.-Ing. Ulrich Römer vom TEMF danke ich für seine bereichernde Hilfe beim Entwurf des Separationsdipols. Durch das von ihm entwickelte Macro konnte der Entwurfprozess deutlich beschleunigt werden. Die vielen Diskussionen und Hilfestellungen waren für mich eine unverzichtbare Hilfe.

Für die Unterstützung bei der groben Absteckung der Magnetpositionen danke ich Prof. Dr.-Ing. Andreas Eichhorn sowie seinen Studenten Dominik Kappas und Tobias Hanke (Institut für Geodäsie, TU Darmstadt).

Mein besonderer Dank gilt Frau Prof. Dr.-Ing. Cornelia Eschelbach und Michael Lösler von der FH Frankfurt für ihre Hilfe bei der Justage der Magnete sowie der Messung von Magnetpositionen. Durch ihre guten Ideen und fruchtbaren Diskussionen waren diese Arbeiten sehr gut zu bewältigen. Auch für ihre Spontanität bei manchen Besuchen möchte ich mich bedanken. Im Rahmen dieser Arbeit ist eine für beide Seiten sehr wertvolle Zusammenarbeit entstanden. Philipp Winkemann (FH Frankfurt) möchte ich für die Aufnahmen mit dem Laserscanner sowie die geduldige Erstellung diverser Flüge durch die erhaltenen Daten danken.

Meinem Mann Thomas möchte ich herzlichst für seine Geduld und wundervolle Unterstützung in den letzten Jahren danken. Durch seine Hilfe habe ich überhaupt erst die Möglichkeit bekommen, mich so intensiv und mit so viel zeitlichem Aufwand mit diesem Thema zu beschäftigen. Die sprachliche Korrektur der vorliegenden Arbeit oder Unterstützung bei Informatiker-geeigneten Problemstellungen stellten eine große Hilfe dar.

Meinen Eltern Gabriele und Peter möchte ich meinen Dank für ihr Verständnis und ihre mentale Unterstützung aussprechen.

Diese Arbeit wurde durch DFG-Mittel des Sonderforschungsbereichs 634 sowie des Graduiertenkollegs 2128 gefördert.